T H E S E

Présentée à

L' U N I V E R S I T E DE P A R I S-S U D

Centre d'Orsay

pour obtenir

Le titre de DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

François MOREAU

# MESURE DE HAUTE PRECISION DE LA SECTION EFFICACE TOTALE $\pi^- p$ POUR LA RECHERCHE DE RESONANCES BARYONIQUES ETROITES DE MASSES COMPRISES ENTRE 2.16 GeV/$c^2$ et 5.2 GeV/$c^2$.

Soutenue le 11 Juillet 1983 devant la COmmission d'examen

MM. M. DAVIER Président
P. BAILLON
E. BARRELET
A. ROUGE
F. VANNUCCI

LSDV.
L-75888
1978

T H E S E

Présentée à

L' U N I V E R S I T E DE P A R I S-S U D

Centre d'Orsay

pour obtenir

Le titre de DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

François MOREAU

# MESURE DE HAUTE PRECISION DE LA SECTION EFFICACE TOTALE $\pi^- p$ POUR LA RECHERCHE DE RESONANCES BARYONIQUES ETROITES DE MASSES COMPRISES ENTRE 2.16 GeV/$c^2$ et 5.2 GeV/$c^2$.

Soutenue le 11 Juillet 1983 devant la COmmission d'examen

MM. M. DAVIER Président
P. BAILLON
E. BARRELET
A. ROUGE
F. VANNUCCI

Page

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I

I.1 : Principe et appareillage 7
I.2 : Mesure de l'impulsion 13
I.3 : Domaines de détection des résonances 21

CHAPITRE II

II.1 ; Dispositif électronique 31
II.2 : Analyse en ligne 35
II.3 : Données brutes 43

CHAPITRE III

III.1 : Estimation de la $\sigma_{tot}$ moyenne 53
III.2 : Etude du bruit de fond 60
III.3 : Recherche des résonances étroites 64

CHAPITRE IV

IV.1 : Mesures de contaminations en $e^-$, $K^-$, $\bar{p}$ 76
IV.2 : Corrections des mesures en ligne de contamination en $\mu^-$ 78
IV.3 : Correction de normalisation 88
IV.4 : Essai de normalisation absolue 91

CHAPITRE V

V.1 : Correction d'inefficacité des compteurs de transmission 101
V.2 : Recherche des résonances $N^*$ et $\Delta$ 112
V.3 : Valeurs absolues des $\sigma_{tot}^{\pi^- p}$ 118

CONCLUSION 125

REFERENCES 127

ANNEXE I

ANNEXE II

ANNEXE III

# INTRODUCTION

Cette thèse présente la mesure par transmission de la section efficace totale $\sigma_{tot}^{\pi^- p}$ de la diffusion $\pi^- p$, pour une impulsion du $\pi^-$ comprise entre 2 GeV/c et 14 GeV/c. Le propos de cette expérience est de détecter des résonances baryoniques étroites de largeurs $\Gamma$ typiques de l'ordre de 1 MeV/$c^2$ pour une élasticité de $\sim$ 1%. Cette expérience a été réalisée en collaboration avec le CERN et le Collège de France auprès du synchrotron à protons (PS) du CERN, entre 1977 et 1979. Initialement, ces deux équipes mesuraient uniquement, pour la même recherche, la section efficace différentielle élastique $\pi^- p$ à grand angle (BAILLON 80). La possibilité de mesurer la $\sigma_{tot}^{\pi^- p}$ est apparue ensuite, avec l'utilisation commune du faisceau de $\pi^-$(P17), de la cible d'hydrogène de .25m ainsi que du spectromètre situé en amont de cette dernière.

Pendant la période de mise en place des appareillages (77-78), plusieurs expériences suggéraient déjà l'existence d'états hadroniques étroits de masses élevées (ABRAMS 67, CARROL 74, BENKHEIRI 77). D'un point de vue théorique la symétrie de couleur constitue un cadre de base pour divers modèles (MONTANET 80 a) ) prévoyant une nouvelle spectroscopie de ces états étroits. Dans le modèle de chimie de couleur (CHAN 78) le baryonium est constitué d'une paire diquark (qq)-antidiquark ($\bar{q}\bar{q}$) fortement couplée au système baryon-antibaryon ($p\bar{p}$) comme le laissaient à penser certaines évidences expérimentales (MONTANET 80 b) ). Nous n'entrerons pas dans les détails des divers modèles, les principaux candidats S(1960) (SUMIYOSHI 82), M(2020) et M(2200), (CHUNG 80, AJALTOUNI 82) ayant été par la suite infirmés par les nouvelles mesures plus précises.

Dans cette chasse aux états exotiques, notre expérience recherche des baryons étroits et de masses élevées associés, dans le modèle de chimie de couleur à des configurations plus compliquées de quark et diquark. La mesure par formation permet d'accéder à une région de masses inaccessible aux expériences de production au-dessus des seuils de création d'antibaryons. Cette région de masses est privilégiée par certains modèles (MONTANET 80 a) ) et dans le cas de résonances mésoniques ne peut être explorée qu'indirectement (PAVLOPOULOS 78).

Notre expérience réunit plusieurs qualités essentielles pour ce propos, à savoir :

- l'utilisation d'un faisceau de $\pi^-$ d'impulsions comprises entre P ± 2% qui permet d'effectuer les mesures de 80 $\sigma_{tot}^{\pi^- p}$ adjacentes en une prise de données. L'étude des lots de 80 $\sigma_{tot}^{\pi^- p}$ peut être envisagée alors sans se soucier de corrections d'effets systématiques différents d'une prise de données à l'autre. Il est cependant essentiel, de ne pas introduire d'oscillations systématiques des $\sigma_{tot}$, à l'intérieur d'un lot.
- une résolution en masse inférieure à 1 MeV/$c^2$ sur toute la gamme d'énergie du $\pi^-$.
- une précision statistique relative d'environ $3\ 10^{-3}$ par chaque point (au nombre de 4480) de mesure de $\sigma_{tot}^{\pi^- p}$.

Ces deux dernières qualités qui conduisent à la possibilité de détection de résonances dans un vaste domaine autour de largeurs caractéristiques $\Gamma \sim 1$ MeV/$c^2$ et élasticité $x \sim 1\%$, résultent respectivement de l'emploi d'un spectromètre focalisant et de l'analyse en ligne des données avec un débit d'environ $1.5\ 10^5$ particules/seconde(BARRELET 80).

*Mesure de l'impulsion* (chapitre I, § 2) :

Par principe, un spectromètre focalisant (KIRK 73) permet de s'affranchir de l'erreur due à la diffusion multiple dans les détecteurs de mesure, situés en deux plans optiquement conjugués. Il est aussi indispensable, comme nous l'avons fait, pour conserver cette propriété du spectromètre, d'installer un tube à vide tout au long du transport du faisceau. L'étude détaillée (CHAUVEAU 81) de notre spectromètre conduit, en tenant compte des aberrations, à une valeur constante de l'erreur relative $\frac{\Delta p}{p}$ égale à $2\ 10^{-4}$ dûe à la résolution des chambres à fils du faisceau ainsi qu'à un effet résiduel de diffusion multiple. Pour notre calcul en ligne de l'impulsion, nous utilisons une formule linéaire dont l'erreur théorique moyenne de $5\ 10^{-4}$ peut être, comme nous le discuterons, abaissée au même niveau de $2\ 10^{-4}$ pour un espace de phase réduit du faisceau.

En amont du spectromètre focalisant, nous utilisons un système magnétique optiquement identique appelé analyseur d'impulsion. Ce double spectromètre fournit en principe, un faisceau de $\pi^-$, dans la région de notre cible, parfaitement compensé en dispersion transversale. Cette compensation en disper-

sion permet d'éliminer toute corrélation entre l'impulsion du $\pi^-$ et la quantité de matière qu'il traverse, pouvant créer des oscillations systématiques indésirables à l'intérieur d'un lot de 80 $\sigma_{tot}$. Cette propriété du faisceau est importante pour la qualité de nos mesures.

*Système d'acquisition* (Chapitre II, § 1, annexes I, II, III) :

Le débit de 1.5 $10^5$ événements/s est obtenu par l'emploi d'un micro-ordinateur (μ 77) rapide et programmable permettant de calculer diverses quantités (impulsion,angle de diffusion) qu'il histogramme immédiatement. Une électronique rapide de lecture des signaux des chambres à fils (10 plans de 256 fils) permet de faire travailler le μ 77 à plein rendement. Ce système complet d'acquisition des données, spécifique à notre mesure de $\sigma_{tot}$, a été conçu et réalisé à l'Ecole Polytechnique. Ce mode de traitement des données s'est avéré indispensable pour obtenir en un temps raisonnable la sensibilité voulue aux résonances étroites. En effet, l'analyse des $\sim 3.2\ 10^{10}$ événements nécessaires représente environ, avec un système classique de mise sur bandes des événements bruts, entre 10 et 15 ans de prise de données et plusieurs mois de calcul sur un ordinateur puissant. Avec notre système, le temps de prise de données a été réduit à environ 2 mois. Remarquons que ce travail est à l'origine du développement du micro-ordinateur CAB (BARRELET 81) ainsi que de nombreuses acquisitions rapides de données (BARRELET 82) utiles dans d'autres domaines (solaire, médical) que la physique des hautes énergies.

*Analyse en ligne* (Chapitre II, § 2) :

L'analyse en ligne est un exercice périlleux car une erreur de calcul ou un mauvais fonctionnement d'appareillage en cours de prise de données comporte un caractère irréversible. Il est donc impératif d'avoir une bonne connaissance des conditions expérimentales et des principales causes d'erreurs systématiques; ceci oblige à effectuer une analyse détaillée avant la prise des données. Cette étude nous a fourni les éléments indispensables de compréhension pour l'écriture du programme d'acquisition en ligne, dont les principales tâches sont les suivantes :

- définir et contrôler l'espace de phase du faisceau dont la forme influe directement sur l'erreur de mesure de l'impulsion histogrammée.
- étudier les topologies des traces détectées dans les compteurs de transmission (2 chambres à fils au pas de 1mm et 2mm) et histogrammer en impulsion et angle les événements diffusés les plus simples; les topologies complexes sont seulement comptées.
- séparer les muons des pions ainsi que les interactions élastiques des inélastiques à partir d'informations provenant d'hodoscopes.
- fournir de nombreux compteurs utilisés pendant l'acquisition des données pour la surveillance de variations lentes ou brutales des conditions expérimentales (flux des particules, position du faisceau, inefficacité des détecteurs...). Cet aspect du contrôle est indispensable pour ce genre d'analyse en ligne.

*Recherche des résonances étroites* (Chapitre I, § 3, Chapitre III).

Des oscillations systématiques à l'intérieur d'une prise de données influent sur la possibilité de détecter des résonances dans un domaine de largeurs $\Gamma$ lié à la période de ces effets. Pour rechercher ces derniers à différentes périodes, nous utilisons (III, § 2) la méthode d'analyse de Fourier appliquée à la distribution des fluctuations des $\sigma_{tot}^{\pi^- p}$ en fonction de la masse, calculées à chaque prise de données par rapport à une estimation $< \sigma_{tot}^{\pi^- p} >$ fournie par une formule parabolique empirique discutée en (III, § 1). Cette décomposition spectrale permet d'étuder le caractère non corrélé des fluctuations statistiques ainsi que des effets systématiques avec un haut niveau de précision. A partir de cette étude nous déduisons (III, § 3) l'influence des effets systématiques sur le domaine de résonances détectables calculé en (I, § 3) et effectuons (III, § 3) la recherche systématique de baryons de différentes largeurs.

*Recherche de récurrences de Regge et métrologie des* $\sigma_{tot}^{\pi^- p}$ (Chapitres IV et V).

La recherche de résonances $N^*$ ou $\Delta$ de masses élevées (récurrences de Regge) et de largeur $\Gamma \sim 300$ MeV/$c^2$ ne nécessite pas la finesse d'analyse de notre spectromètre. Par contre ces récurrences se manifestant avec une $\sigma_{tot}$ de faible amplitude ($x < 1\%$) une mesure de haute précision est nécessaire pour les détecter. Jusqu'à présent, une seule expérience (CITRON 66) a effectué une telle recherche mais dans un domaine de masses plus limité que le notre. Nous nous somme

donc proposés aussi de rechercher de telles récurrences avec une précision sur nos valeurs de $\sigma_{tot}^{\pi^- p}$ dépendant directement des erreurs liées :

- à la mesure du nombre exact de pions incidents sur la cible, étudiée en détail au chapitre IV.
- à l'évaluation de l'inefficacité des détecteurs de transmission chapitre (V, § 1).
- à la correction du taux de diffusions sur la cible vide.

Les conclusions concernant cette recherche sont exposées au paragraphe (V, 2)où nous discutons aussi les résultats de la référence (CITRON 66). Au dernier paragraphe de ce chapitre (V, § 3), nous effectuons toutes les corrections de nos données pour obtenir les valeurs absolues des $\sigma_{tot}^{\pi^- p}$ que nous comparons aux données déjà existantes.

# CHAPITRE I

## I-1 : PRINCIPE ET APPAREILLAGE

*Principe* : Nous avons mesuré la section efficace totale ($\sigma_{tot}$) par transmission; cette méthode consiste à détecter les particules d'un faisceau qui ont traversé une cible sans interagir avec elle. Si on appelle $N_A \rho \sigma_{tot}$ la probabilité d'interaction par unité de longueur ($\rho$ désigne la densité de la cible, $N_A$ le nombre d'Avogradro) le nombre de particules transmises, pour une cible de longueur L, est :

$$N_T = N_i \; e^{- N_A \rho \; L \; \sigma_{tot}} \qquad (I,1)$$

où $N_i$ est le nombre de particules incidentes. La section efficace totale s'écrit, à partir de (I,1) :

$$\sigma_{tot} = - \frac{1}{N_A \rho L} \; \text{Log} \frac{N_T}{N_i} \qquad (I,2).$$

Dans notre expérience, nous avons une cible courte de longueur 25cm. Considérant la densité moyenne de l'hydrogène liquide égale à .070($T \simeq 20°K$), la probabilité d'interaction pour une $\sigma_{tot} \sim 25 \; 10^{-27} \; cm^2$ vaut environ .025.

Dans la pratique, on mesure aussi des interactions sur les parois de la cible, l'air ou tout autre matériau se trouvant sur l'axe du faisceau. Ces effets parasites qui doivent être décomptés pour obtenir la vraie grandeur (effets de cible vide CV) se mesurent en effectuant la même expérience en ayant vidé la cible de son hydrogène. Appelant $N_A \sum_i \rho_v^i \sigma_{tot}^{i,v} L_i$ la somme des probabilités d'interagir sur la cible vide, nous avons donc :

$$X_v = \left(\frac{N_T}{N_i}\right)^v = e^{- N_A \sum_i \rho_v^i \; \sigma_{tot}^{i,v} \; L_i} \qquad (I,3)$$

Le caractère additif des probabilités d'interaction, qui n'est vrai que pour les particules transmises, s'applique de même lorsque la cible est pleine (CP); aussi avons nous directement :

$$X_P = \left(\frac{N_T}{N_i}\right)^P = e^{-(N_A \sum_i \rho_v^i \sigma_{tot}^{i,v} L_i + N_A \rho^H \sigma_{tot}^H L_H)} \qquad (I,4)$$

où $\sigma_{tot}^H$, qui désigne la section efficace totale sur l'hydrogène, s'écrit avec (I,3) :

$$\sigma_{tot}^H = - \frac{1}{N_A \rho L} \text{ Log } \frac{X_P}{X^V} \qquad (I,5)$$

Quand les taux d'interactions sont petits (∿ .025 en CP et 10% x .025 en CV) la formule (I,5) s'approxime par :

$$\sigma_{tot}^H \sim \frac{1}{N_A \rho L} \left[\left(\frac{N_D}{N_i}\right)^P - \left(\frac{N_D}{N_i}\right)^V\right] \qquad (I,6)$$

où $N_D$ désigne le nombre de particules diffusées; la formule (I,6) donnant la $\sigma_{tot}$ à 1% environ, sera souvent utilisée dans la suite, pour plus de simplicité dans les raisonnements.

*Appareillage* : Dans notre expérience, les compteurs de particules transmises, placés en aval de la cible (figure I,1) sont deux chambres à fils nommées WF1 (192 fils) et WF2 (128 fils); ces détecteurs de transmission au pas de 1mm et 2mm respectivement fournissent les coordonnées des particules dans les deux projections x et y orthogonales à l'axe du faisceau. Une particule sera considérée non diffusée si l'angle de déviation $\Theta$ après la cible par rapport à la trajectoire incidente est plus petit, dans chaque projection x et y, qu'environ $4 \times \Theta_{mult}$; la quantité $\Theta_{mult}$ est l'angle moyen de diffusion multiple et vaut $\sim 5\ 10^{-4}$ rd pour une particule de 8 GeV/c, en tenant compte de la cible vide (LELLOUCH 79). La trajectoire incidente est définie par les deux chambres à fils W2 et W3 (64 fils utiles chacune par plan)(fig. I,1), au pas de.5mm (x et y)

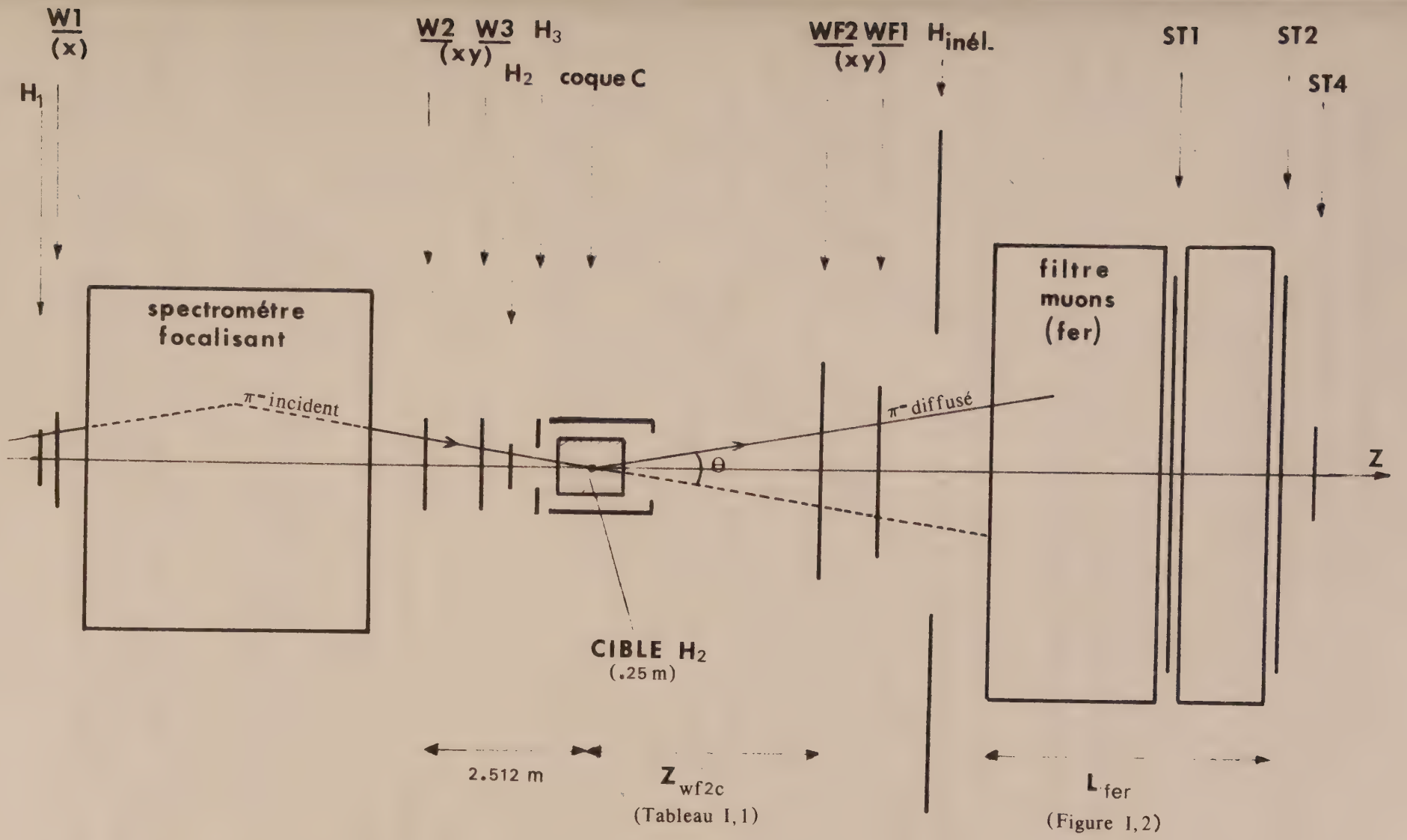



Figure I,1 : *SCHEMA DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE MESURE DE* $\sigma_{tot}$

Les chambres à fils WF1 et WF2 (au pas de 1mm et 2mm resp.) servent à mesurer l'angle $\theta$ du $\pi^-$ diffusé, par rapport à sa trajectoire incidente définie par les chambres à fils W2 et W3 (au pas de .5mm) qui, avec W1 (pas de .5mm), servent aussi à la mesure de l'impulsion. Le signal de déclenchement est fourni par la condition $H2 \cap \overline{H3}$. Les muons traversent le mur de fer et sont détectés par la condition de déclenchement simultanée des hodoscopes ST1 et ST2. L'hodoscope entourant la cible (coque C) couvre, avec $H_{inel}(C \cup H_{inel})$ l'acceptance complémentaire à celle de la chambre à fils WF2.

servant aussi à la mesure de l'impulsion comme nous le verrons au paragraphe suivant. Le maximum de l'angle de diffusion $\Theta$ sous tendu par les chambres à fils WF1 et WF2 étant de l'ordre .05 rd., l'angle projeté $\Theta^{x,y}$ s'exprime à l'approximation des petits angles (tg $\Theta \sim \Theta$) par :

$$\Theta^{x,y} = \sum_{i=1}^{3} \alpha_i \, C_i^{x,y} \qquad (I,7)$$

où $C_i^{x,y}$ (i = 1,3) désignent les coordonnées, dans chaque projection, des chambres W2, W3, WF1; $\alpha_i$ sont des coefficients dépendant des distances entre ces éléments de mesure.

Nous décrivons maintenant les autres compteurs utilisés dans notre expérience, et indiqués sur la figure (I,1).

En amont du spectromètre focalisant se situe une chambre à fils W1 (fig.(I,1)) au pas de .5mm comme W2 et W3 dont nous utilisons seulement le plan X ($X_1$) pour la mesure de l'impulsion des particules (§ suivant). Pour alléger la figure, nous n'avons pas représenté les tubes à vide installés entre W1 et W3, indispensables pour la mesure à haute résolution de l'impulsion.

L'hodoscope $H_2$ (fig. I,1) signe le passage d'une particule et déclenche le système de lecture des chambres à fils et d'acquisition. Cet hodoscope est fractionné en 5 doigts verticaux parallèles permettant, comme nous le verrons au chapitre suivant, l'élimination des événements multi-particules. Pour s'assurer que les particules passent bien dans la cible, on rejette celles qui passent dans H3 (Fig. I,1)).

Sur cette figure (I,1) est représenté le détecteur de muons composé de deux blocs de fer associés aux scintillateurs $ST_1$, $ST_2$, $ST_4$. Les muons représentent une contamination du faisceau de $\pi^-$ qu'il est important de connaître pour la normalisation de $\sigma_{tot}$. Ils se composent de *muons faisceau* d'impulsion nominale p, venant du 1$^{er}$ étage du bi-spectromètre (VOIR § SUIVANT) et de désintégrations de $\pi^-$ dans la région comprise entre W2 et ce mur de fer. Si nous voulons, pour les soustraire, mesurer tous les muons, la longueur totale du mur de fer est limitée supérieurement par la condition d'arrêt de $\mu^-$ provenant d'une désintégration $\pi^- \to \mu^- \bar{\nu}$ dont l'impulsion minimale vaut $\sim .573 \times p$. L'acceptance (ST1 $\cap$ ST2) de ce filtre à muons, de .30 m dans chaque projection X et Y a été choisie pour détecter tous ces muons provenant de désintégrations de pions en tenant compte de leur diffusion multiple dans le fer. Sur la

figure (I,2) nous montrons les longueurs de fer théoriques d'arrêt des muons et celles utilisées dans nos mesures. Un événement muon est signé en ligne par la coïncidence H2 ∩ $\overline{H3}$ ∩ ST1 ∩ ST2 tandis que le compteur ST4 permet de définir l'inefficacité du détecteur de muons par :

$$I_{muons} = 1 - \frac{H2 \cap \overline{H3} \cap ST1 \cap ST2 \cap ST4}{H2 \cap \overline{H3} \cap ST4}$$

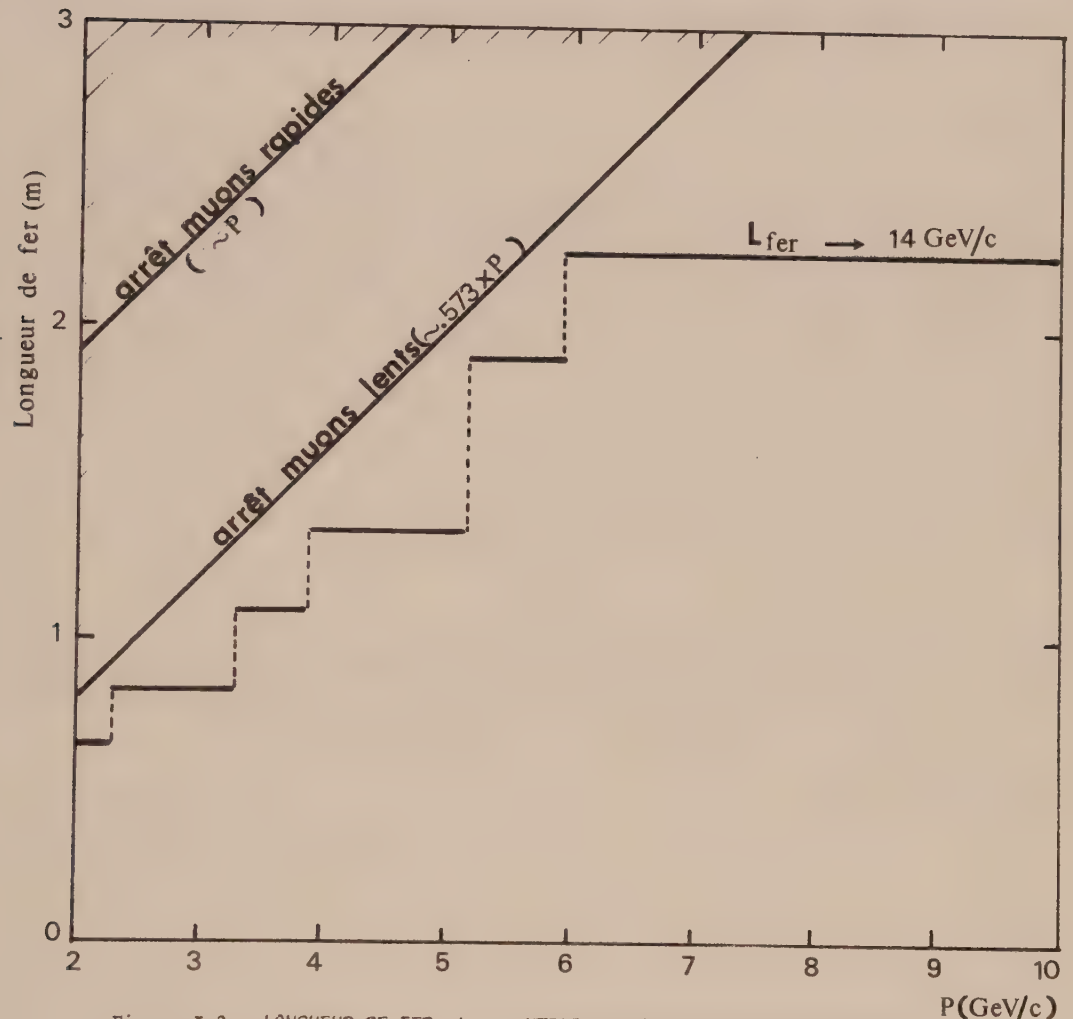



Figure I,2 : LONGUEUR DE FER, $L_{fer}$, UTILISEE POUR LE FILTRE A MUONS A CHAQUE IMPULSION NOMINALE P DU FAISCEAU.
La longueur choisie est inférieure à celle qui arrête les muons provenant de désintégration de $\pi^-$ du faisceau et dont les impulsions sont comprises entre ∿ .573 x P et ∿ P.

Pour les particules diffusées, nous avons distingué en ligne les événements inélastiques signés par $H_{inel}$ ∪ C, où $H_{inel}$ désigne des hodoscopes composés de scintillateurs et plomb et C le signal de coque; ce dernier

provient d'un assemblage de compteurs entourant la cible d'hydrogène, constitués eux aussi de couches de scintillateur-plomb, correspondant à 3 longueurs de radiation (CHAUVEAU 81).

Pour les valeurs d'impulsion $p \leqslant 5.098$ GeV/c, nous avons rapproché les détecteurs situés en aval de la cible (fig.(II,1)). D'une géométrie à l'autre, pour les diverses impulsions nous obtenons ainsi des acceptances équivalentes en moment transféré t, des chambres à fils Wf1, Wf2 et du filtre à muons. Nous indiquons dans le tableau (I,1) ci-dessous, les valeurs des distances de ces détecteurs au centre de la cible pour les deux géométries (GEOMETRIE I $p \geqslant 5.098$ GeV/c et GEOMETRIE II, $p \leqslant 5.098$ GeV/c).

| *DISTANCES A LA CIBLE* | *GEOMETRIE I* $p \geqslant 5.098$ *GeV/c* | *GEOMETRIE II* $p \leqslant 5.098$ *GeV/c* |
|---|---|---|
| $Z_{wf2c}$ | 3.841 m | 1.22 m |
| $Z_{wf1c}$ | 4.209 m | 1.55 m |
| $Z_{filtre}$ | 5.209 m | 2.55 m |

Tableau I,1 : *DISTANCES POUR LES DEUX GEOMETRIES DU CENTRE DE LA CIBLE AUX DETECTEURS WF1 ET WF2 ET A L'ENTREE DU FILTRE A MUONS.*

En plus de ce changement de position des détecteurs, ces deux groupes de données se différencient par la réduction, en Géométrie II, du taux d'interactions de cible vide; celle-ci a pu être réalisée car l'expérience S153 de mesure des sections efficaces différentielles à grands angles n'a pas exploré la région d'impulsion comprise entre 2 GeV/c et 5.098 GeV/c. Nous avons alors diminué la quantité de matière parasite traversée par le faisceau en effectuant les modifications suivantes :

- L'hodoscope de déclenchement H2 a été supprimé et remplacé par l'hodoscope H1 situé dans la région de W1 (fig.(I,1)).
- Nous avons enlevé le détecteur de vertex W9 (CHAUVEAU 81) de nos collaborateurs, situé derrière la cible.
- Pour diminuer encore la quantité de matière traversée entre la cible et WF2, nous avons placé dans cette région un sac empli d'hélium gazeux.

Cet ensemble de modifications a permis de réduire le taux de cible vide, de l'ordre de 20% de la cible pleine en Géométrie I, à $\sim$ 5% en Géométrie II. Remarquons aussi que le dégagement de la zone expérimentale autour de la cible et de nos chambres WF1 et WF2 a permis de supprimer les interactions secondaires des particules diffusées,dans les détecteurs de nos collaborateurs (CHAUVEAU 81); l'analyse est en effet rendue plus complexe quand ces événements traversent nos chambres de transmission.

## I-2 : MESURE DE L'IMPULSION

La recherche de résonances étroites de largeur de l'ordre du MeV nécessite de pouvoir définir l'impulsion d'une particule à mieux que $10^{-3}$. En effet l'intervalle de masse de résonance est relié à la résolution en impulsion par :

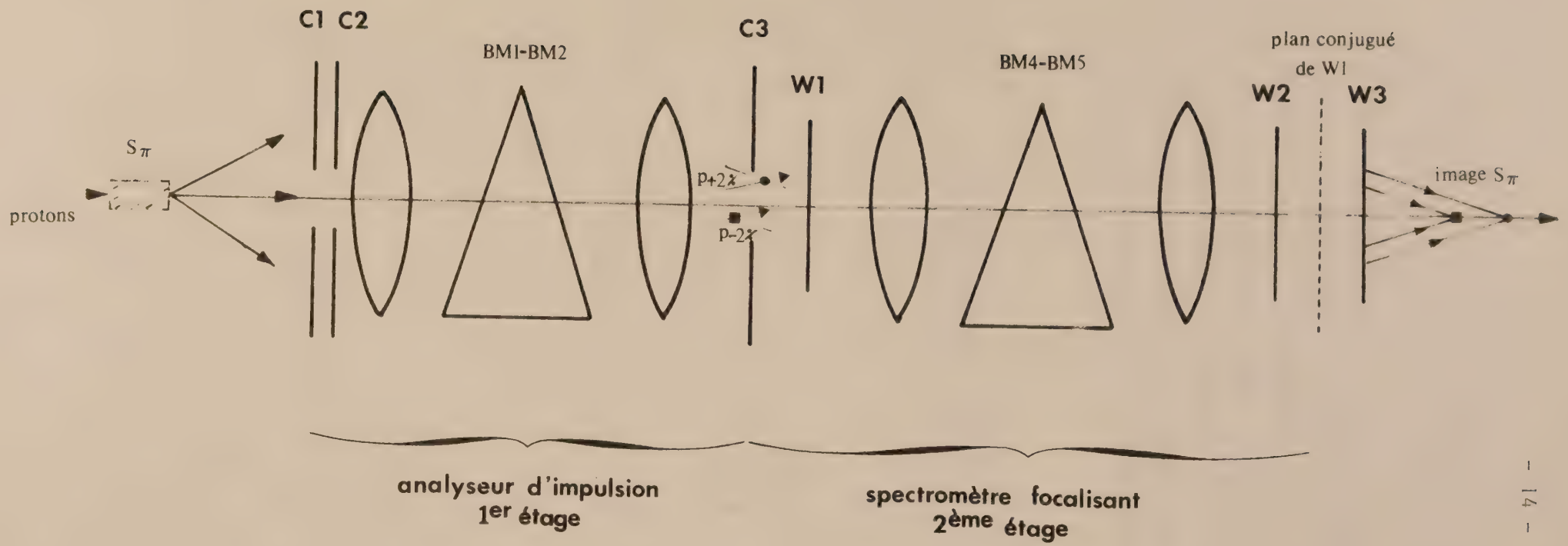
$$\Delta E = \frac{\delta p}{\sqrt{1 + \frac{2p}{m_p}}} \qquad (I,8)$$

où $m_p$ est la masse du proton. Pour $\Delta E \sim 1$ MeV/$c^2$ et une impulsion p de 8 GeV/c, on obtient $\delta p/p \sim 5\ 10^{-4}$.

D'une manière générale, on détermine la quantité de mouvement d'une particule chargée par la mesure de sa déviation dans un champ magnétique, soit :

$$p = \frac{e}{\Theta} \int B \, d\ell$$

où $\Theta$ est l'angle de déviation, e la charge de la particule, B le champ magnétique dans l'aimant. L'erreur sur la mesure de l'impulsion provient essentiellement de la résolution spatiale des détecteurs utiles à la mesure de cet angle et de la diffusion multiple subie par la particule lors de son passage à travers eux. Pour un aimant ayant un pouvoir de déviation de 75 mrd pour une particule de 15 GeV/c et considérant un écart type angulaire de diffusion multiple de .375 mrd à 8 GeV/c, on voit que l'erreur sur l'impulsion est de l'ordre de $2\ 10^{-3}$, bien supérieure à $5\ 10^{-4}$ recherché.






**DOUBLE SPECTROMETRE**

Figure I,3 : *SCHEMA DU PRINCIPE DE L'OPTIQUE DU FAISCEAU.*

L'analyseur en impulsion des pions émis de la source $S_\pi$, donne une image dispersée transversalement près du collimateur C 3; ce dernier accepte les particules d'impulsion comprise dans un intervalle P ± 2%. Après leur passage dans le spectromètre focalisant, les particules forment une image compensée en dispersion transversale, les aberrations longitudinales n'étant pas corrigeables; le lieu des images $I_\pi$ est un segment sur l'axe Z. C 1 et C 2 désignent les collimateurs angulaires dans chaque projection orthogonale à l'axe Z, les chambres à fils W1, W2, W3 servant à mesurer l'impulsion. BM 1 - BM 2 et BM 4 - BM 5 sont deux couples d'aimants dipolaires identiques, les divers couples de quadrupoles étant schématisés par des lentilles épaisses.

Une méthode de mesure de l'impulsion qui affranchit de la diffusion multiple consiste à utiliser un spectromètre focalisant symbolisé sur la figure (I,3). Un tel spectromètre s'obtient en plaçant de part et d'autre de l'aimant de déviation, l'optique indiquée sur la figure (I,3) (CHAUVEAU 81). Si on place les détecteurs de mesure en deux plans conjugués optiquement, nous avons la propriété suivante :

- Pour des particules de même paramètre d'impact sur le détecteur d'entrée (mais d'angles différents), leur position sur le détecteur de sortie ne dépend que de leur impulsion.

Cette propriété découle directement de la définition de plans conjugués d'un système optique et permet donc de s'affranchir de la diffusion multiple.

Sur la figure (I,3), nous avons représenté un analyseur d'impulsion situé en amont de ce spectromètre focalisant; cet analyseur, optiquement identique à ce dernier, forme une image dispersée de la source $S_\pi$ des $\pi^-$ créés par les protons incidents de 24 GeV/c du P.S.. Le collimateur $C_3$ placé à l'endroit de cette image dispersée permet de sélectionner les $\pi^-$ d'impulsions comprises dans un intervalle de ± 2% autour de la valeur nominale p ; $C_1$ et $C_2$ sont des collimateurs angulaires en X et Y respectivement. L'utilisation de ce double spectromètre se justifie par le fait que l'on veut compenser en impulsion notre faisceau; en effet, à la sortie de l'analyseur en impulsion, nous avons une corrélation entre la coordonnée transverse et l'impulsion des particules. Nous ne voulons pas d'une telle corrélation dans la région de notre cible d'hydrogène. Nous devons, en effet, nous assurer qu'à l'intérieur d'un intervalle d'impulsion de ± 2%, toutes les particules traversent la même quantité de matière, des différences de taux d'interaction pouvant créer des oscillations dans la $\sigma_{tot}$ simulant des effets résonants. Avec le double spectromètre, on corrige ces aberrations chromatiques transversales, l'image $I_\pi$ de la source de pions se réduisant à un segment sur l'axe Z à cause des aberrations longitudinales non corrigeables. Il sera très important, comme nous le verrons, que le comportement réel du faisceau ne s'écarte pas trop de ce modèle théorique. Nous avons donc défini, avant chaque prise de données, une procédure de calibration pendant laquelle on détermine, entre autre, la courbe expérimentale de l'image $I_\pi$ du faisceau à la sortie du double spectromètre.

La méthode consiste à mesurer les coordonnées $D_x$ et $d_x$ ($D_y$, $d_y$) de l'image $I_\pi$ dans le plan (x, z), ((y, z)), en fonction de l'impulsion. Considérant que les particules d'impulsion comprise dans l'intervalle $p \pm \frac{\delta p}{2}$, convergent vers un point de cette image $I_\pi$, suivant le schéma ci-dessous,

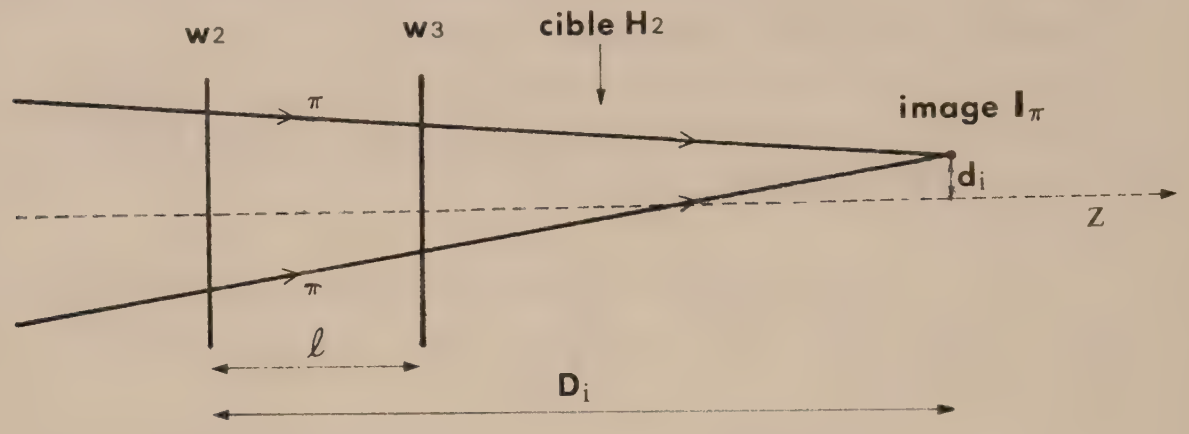



Figure I,4 : DETERMINATION DE L'IMAGE DE COORDONNEES ($d_x$, $D_x$) et ($d_y$, $D_y$)), PAR INTERSECTION DES TRAJECTOIRES DES PARTICULES DE MÊME IMPULSION.

l'évaluation des coordonnées $D_x$, $d_x$ ($D_x$, $d_y$) de ce point se fait à l'aide des formules :

$$D_i = \frac{\ell}{(1-a_i(p))} \qquad d_i = \frac{b_i(p)}{1-a_i(p)} \qquad (i = x,y) \quad (1, 8 \text{ bis}$$

$a_x$ et $b_x$ ($a_y$, $b_y$) sont les paramètres expérimentaux de la droite de corrélation des coordonnées des trajectoires convergentes vues par les plans ($X_2$, $X_3$) , et (($Y_2$, $Y_3$)). L'obtention, pour des intervalles $\frac{\delta p}{p} = 4\ 10^{-3}$, de ces paramètres $a_i$ et $b_i$ ($i = x,y$) est décrite en détail dans la référence (LELLOUCH 79).

A la fin de cette procédure de calibration, l'opérateur visualise le lieu $I_\pi$ des images ainsi déterminées. La dispersion transversale de $I_\pi$, dépendant principalement des courants dans les aimants BM1 - BM2 (Fig. (I,3)), il recherche alors la valeur optimum de ces courants qui minimise cette dispersion résiduelle en recommençant, à chaque fois, la mesure de $I_\pi$. La figure (I,5) montre les 3 lieux $I_\pi$ obtenus pour des valeurs de courants $B_-$, $B_o$, $B_+$ correspondant à une variation relative de $\sim 10^{-3}$. Nous voyons donc, sur cette figure, l'influence des valeurs de ces courants sur la forme de $I_\pi$ mais aussi sur sa position par rapport à l'axe Z. Le lieu $I_\pi$ obtenu avec $B_o$, correspondant le mieux au modèle théorique, la valeur $B_o$ sera utilisée pour les mesures de $\sigma_{tot}$.

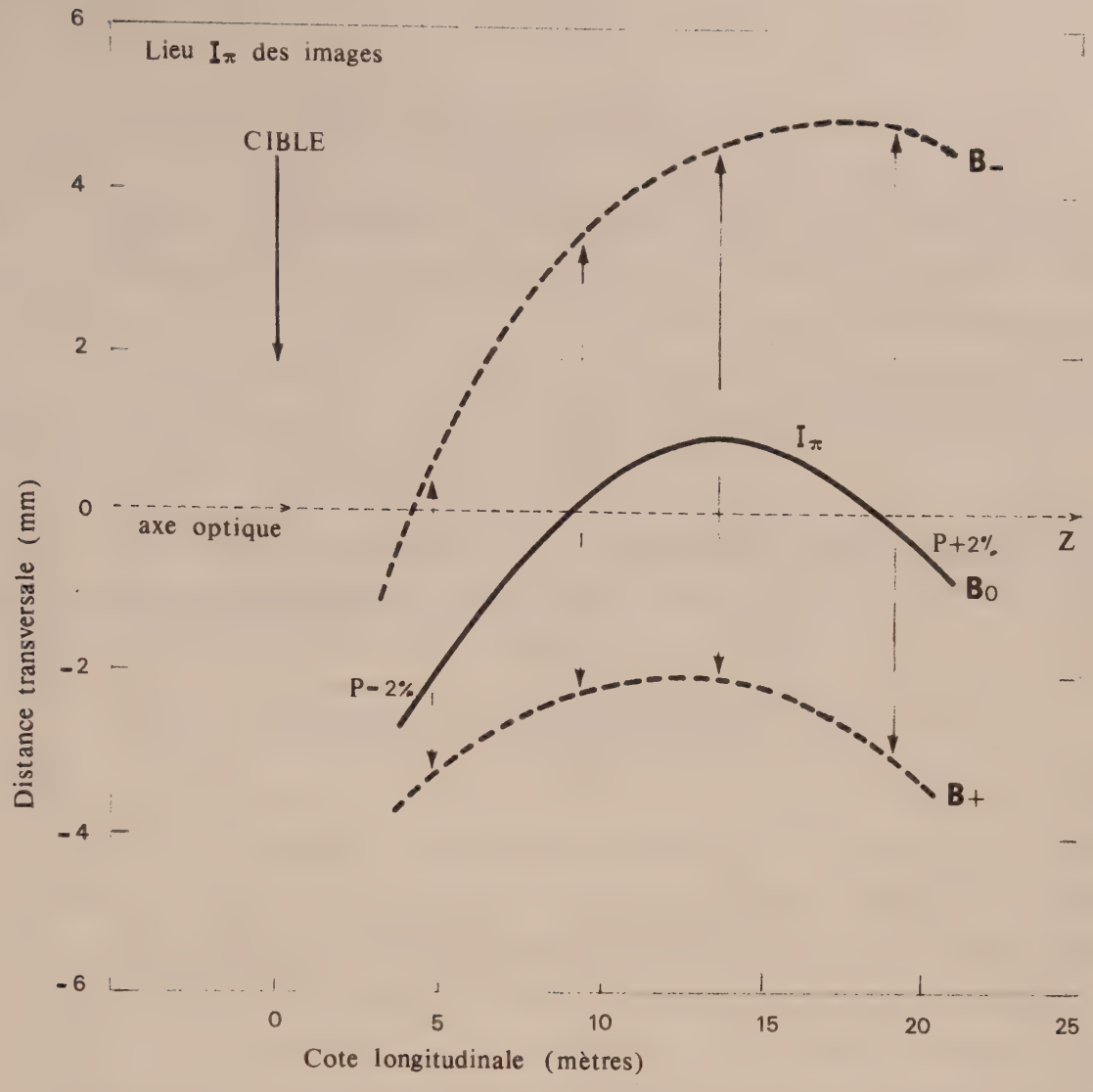



Figure (I, 5): *TROIS LIEUX $I_\pi$ DES IMAGES MESURES A LA SORTIE DU DOUBLE SPECTROMETRE POUR 3 VALEURS DE COURANTS* : L'influence observée sur la dispersion transversale du faisceau correspond à une variation relative de $\pm 10^{-3}$ de ces courants. La compensation parfaite se traduirait par un lieu $I_\pi$ confondu avec l'axe optique.

Remarquons que cette sensibilité de la position des images avec une si petite variation de courant, ne nous assure pas une reproductibilité parfaite de l'espace de phase du faisceau dans la région des chambres WF1 et WF2, entre les mesures de cibles pleine et vide, effectuées à des moments différents. Ainsi, nous ne sommes pas certains d'éliminer lors de la soustraction de la cible vide tout effet effet systématique sur la $\sigma_{tot}$, lié à l'espace de phase du faisceau (par exemple, l'inefficacité des plans de transmission, corrélée avec l'impulsion); de plus, nous sommes limités fondamentalement par le fait que ce genre d'erreur systématique n'étant pas mesurable, nous ne pouvons donc pas calculer de correction séparée pour chaque type de cible. Cette limitation est la plus sévère de celles que nous rencontrerons lorsque nous effectuerons les corrections de nos données.

Etudions maintenant l'erreur de mesure de l'impulsion obtenue avec ce double spectromètre; l'évaluation de cette erreur repose sur les études menées par nos collaborateurs (CHAUVEAU 81 et références citées). Avec une formule linéaire et quadratique dans chaque projection ($x_4$ et $x_5$ correspondent à $y_2$ et $y_3$ resp.)

$$\frac{\Delta p}{p} = \alpha_o + \sum_{i=1}^{5} \alpha_i x_i + \sum_{j>i=1}^{5} \beta_{ij} x_i x_j \qquad (I,9)$$

on obtient une erreur relative de $2\ 10^{-4}$, constante entre 2 GeV/c et 14 GeV/c, dûe seulement à la diffusion multiple et à la résolution des chambres de mesures. Pour nos calculs en ligne, nous avons utilisé la formule plus simple :

$$\frac{\Delta p}{p} = \alpha_o + \sum_{i=1}^{3} \alpha_i x_i \qquad (I,10)$$

où $x_1$, $x_2$, $x_3$ sont les coordonnées horizontales dans les chambres W1, W2, W3. Avec cette formule linéaire, l'erreur théorique sur la valeur de l'impulsion est estimée à environ $8\ 10^{-4}$. Cependant, cette valeur est calculée pour un espace de phase du faisceau dépendant des 5 paramètres ($x$, $\Theta_x$, $y$, $\Theta_y$, $\frac{\Delta p}{p}$) et une acceptance maximum du spectromètre; pour notre faisceau modèle à 3 paramètres $\Theta_x$, $\Theta_y$, $\frac{\Delta p}{p}$ (courbe des images confondue avec l'axe optique) et une acceptance angulaire réduite du spectromètre, l'impulsion est exactement donnée dans la formule linéaire (I,10) avec un niveau d'erreur égal de $2\ 10^{-4}$. Nous voyons donc l'importance de la procédure de calibration réalisée avec une acceptance réduite (environ 1/3 de la valeur maximum). Pendant l'acquisition des données, il est aussi important de conserver cette valeur réduite en $\Theta_x$ et $\Theta_y$ et de rejeter les particules dont la trajectoire ne converge pas vers l'image d'impulsion correspondante (fig.(I,4)); la variation du taux de ces rejets constitue un indicateur en ligne, très utile, de toute variation de l'espace de phase du faisceau, donc de l'erreur de l'approximation linéaire (I,10) utilisée.

Les autres facteurs influant sur la résolution sont :

- la perte d'énergie de $7\ 10^{-3}$ GeV, des $\pi^-$ lors de la traversée de la cible (.25m)
- le pas de l'histogramme fixé à $\frac{\Delta p}{p} = 5\ 10^{-4}$ par le choix des valeurs entières comprises entre -127 et +128 pour les coefficients $\alpha_i (i = 1,3)$ (for.(I,10)); l'erreur d'arrondi introduit par ce calcul en nombres entiers est négligeable.

Nous résumons dans le Tableau ci-dessous les facteurs influant sur la résolution exprimée en écart type $\sigma(\frac{\Delta p}{p})$.

| FACTEURS D'ERREURS DE MESURE D'IMPULSION | ECART TYPE $\sigma(\frac{\Delta p}{p})$ (x $10^4$) | |
|---|---|---|
| | 2 GeV/c | 14 GeV/c |
| Perte d'énergie des pions dans la cible | $\sim$ 10 | $\sim$ 1.5 |
| Résolution du spectromètre focalisant + formule linéaire du calcul de l'impulsion | 2 $\lesssim$ < 8 | 2 $\lesssim$ < 8 |
| Pas de l'histogramme | $\sim$ 1.7 | $\sim$ 1.7 |
| Arrondi de calcul dans le micro-ordinateur | négligeable | négligeable |
| TOTAL | $\sim$ 10 | 3 $\lesssim$ $\lesssim$ 8 |

Tableau I, 2: TABLEAU RECAPITULATIF DES EFFETS INFLUANT SUR L'ERREUR DE MESURE DE L'IMPULSION, EXPRIMEE EN ECART TYPE $\sigma(\frac{\Delta P}{P})$ (x $10^4$) :
La perte d'énergie domine à basse impulsion (2 GeV/c) tandis qu'à 14 GeV/c la résolution du spectromètre (+ formule linéaire) est prépondérante.

Nous remarquons donc (Tab. (I,2)) qu'à basse impulsion (2 GeV/c) l'erreur due à la perte d'énergie dans la cible domine les autres erreurs tandis qu'à 14 GeV/c c'est la résolution du spectromètre (+ formule linéaire). Comme nous l'avons discuté ci-dessus, l'erreur due à l'emploi de la formule linéaire peut être abaissée au minimum de $2\ 10^{-4}$ avec un faisceau

parfaitement compensé en dispersion. Dans le cas d'une indication de signal résonant étroit (quelques pas en $\frac{\Delta p}{p}$) nous pouvons atteindre cette limite en réduisant encore l'espace de phase du faisceau en $\theta_x$ et $\theta_y$ et en conservant la région en $\frac{\Delta p}{p}$ intéressante de l'image $I_\pi$ réduite parfaitement compensée. Utilisant donc cette valeur minimum de $2\ 10^{-4}$, nous avons tracé sur la figure (II,6) la résolution totale en masse ($\sigma(\Delta E)$ GeV/$c^2$) exprimée en écart type ainsi que la contribution de chaque effet composant. Nous voyons que notre résolution reste inférieure à 1 MeV/$c^2$ pour toute la gamme d'impulsions des $\pi^-$ entre 2 GeV/c et 14 GeV/c.

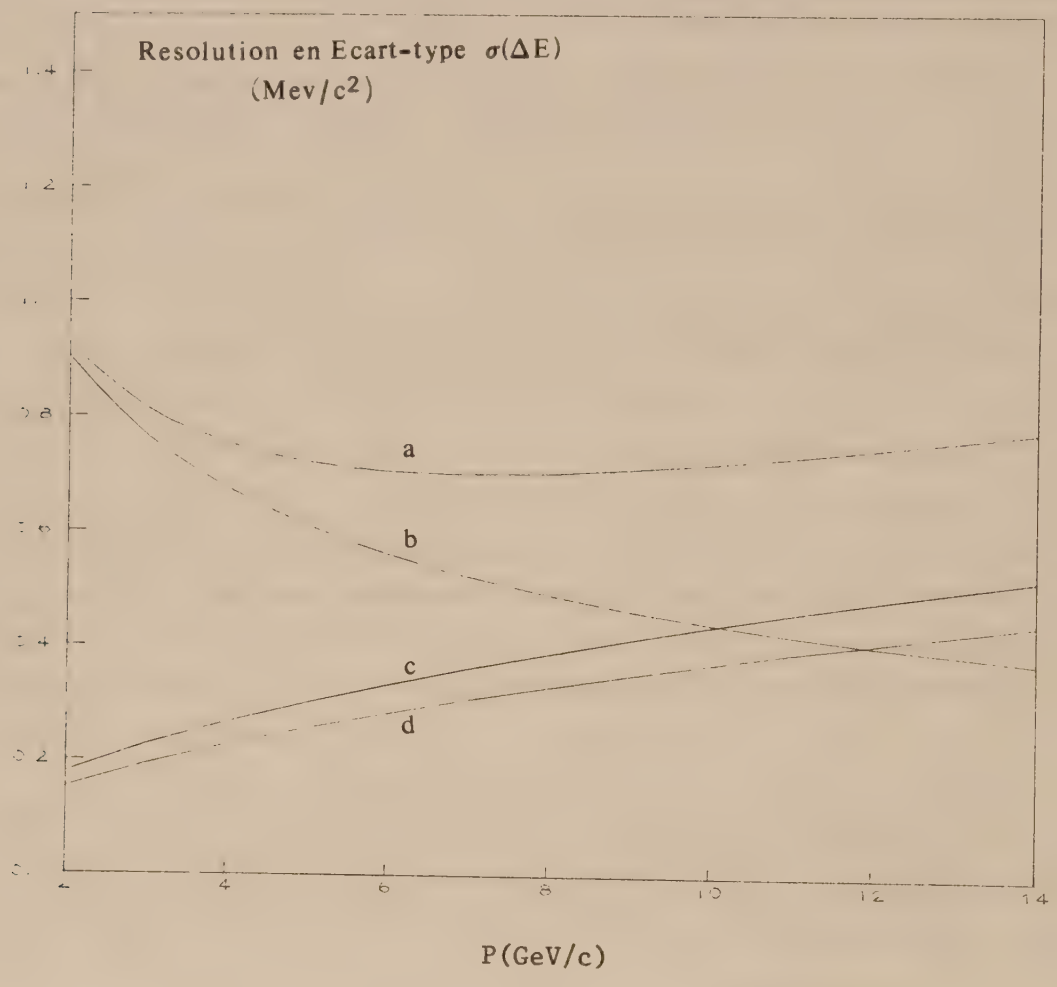



Figure I, 6 : RESOLUTION TOTALE (a) EN MASSE EXPRIMEE EN ECART TYPE $\sigma(\Delta E)$ (MeV/$c^2$) POUR TOUTES LES IMPULSIONS COMPRISES ENTRE 2 GeV/c et 14 GeV/c.
Ses différentes composantes tracées sont respectivement :
b) perte d'énergie des $\pi^-$ dans la cible
c) résolution maximum du spectromètre focalisant
d) largeur du pas de l'histogramme

Pour ne pas dégrader la résolution du spectromètre, nous voyons clairement d'après cette figure (I,6) qu'il est essentiel d'utiliser une cible courte (.25m) contrairement aux expériences habituelles réalisées avec des cibles longues (1.5m , 2m). L'emploi d'une telle cible courte introduit cependant d'autres inconvénients d'utilisation liés principalement au faible taux ($\sim 2\ 10^{-2}$) d'interactions sur l'hydrogène, à savoir :

- d'une part, une variation de $\sim 10^{-2}$ du taux de cible vide (corrélées toutes deux avec l'impulsion), sont du même ordre de grandeur que les $\sigma_{tot}$ de résonance des états étroits recherchés.

- d'autre part, par rapport aux expériences à cible longue, nous sommes obligés, à erreur statistique égale sur la $\sigma_{tot}$, de traiter environ 10 fois plus d'événements.

Nous verrons dans les chapitres suivants, que nous avons pu néanmoins nous affranchir de ces inconvénients liés à l'emploi de la cible courte.

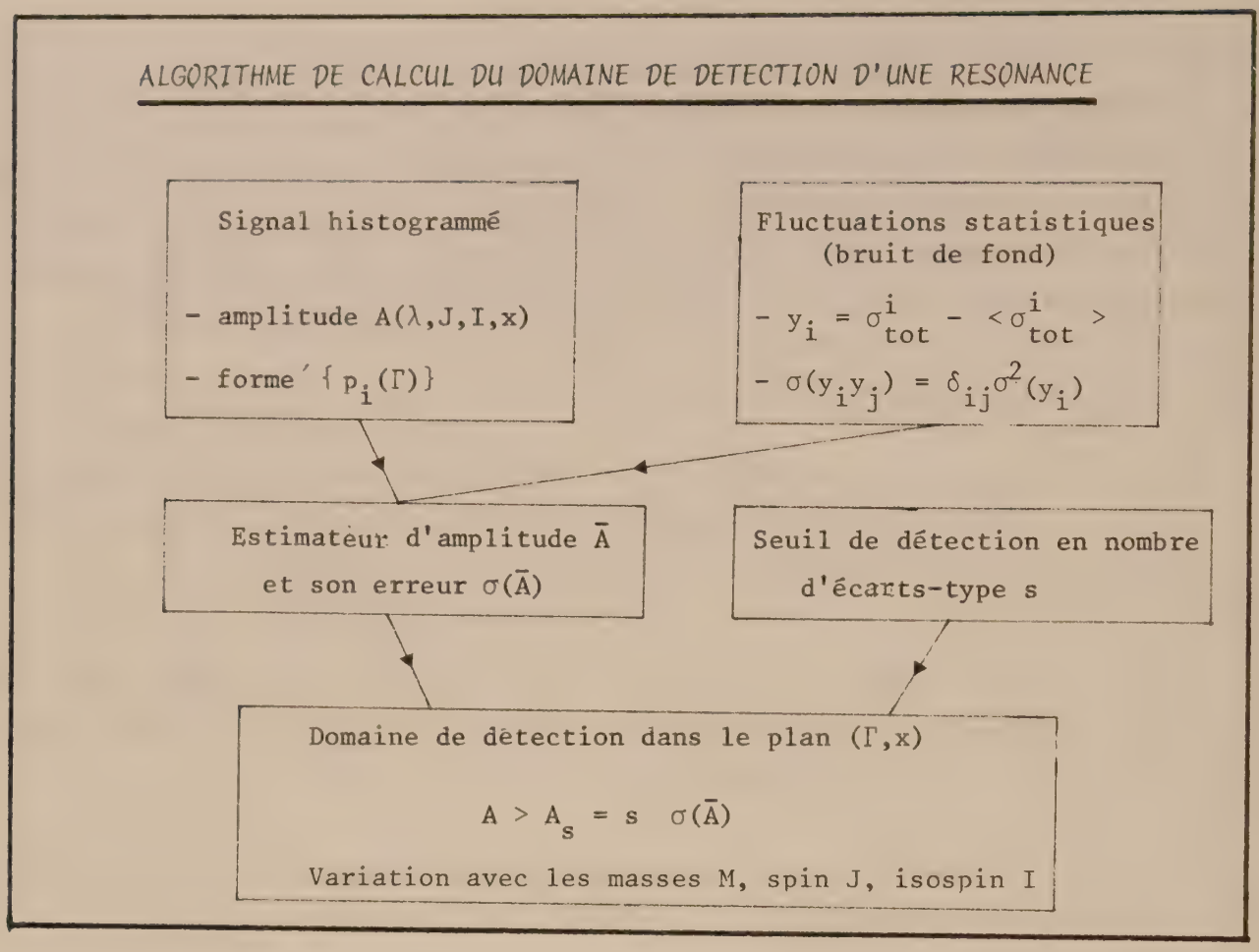
Remarque : Chaque prise de données correspond à un accroissement de 3.6% de l'impulsion nominale par rapport à la précédente. Le nombre de prise de données est obtenu par :

$$N = Log_e(p_s/p_i)/Log_e(1.036)$$

d'où N=55 avec $p_s$ = 14 GeV/c et $p_i$ = 2 GeV/c. En fait nous avons 56 prises de données car nous avons doublé notre mesure de $\sigma_{tot}$ à l'impulsion 5.098 GeV/c du changement de géométrie.

## I-3 : DOMAINES DE DETECTION DES RESONANCES.

Un état hadronique résonant formé dans la diffusion pion-nucléon se caractérise par les 5 paramètres suivants : la masse M, la largeur $\Gamma$, l'élasticité x, le spin J et l'isospin I. Nous allons caractériser, dans l'espace de ces 5 paramètres, le domaine de détection de ces états en utilisant l'algorithme suivant :




Dans les calculs qui conduisent à définir ce domaine de détection, nous utilisons les trois paramètres suivants :

- la résolution en masse $\sigma(\Delta E)$, (fig. (I,6)) et le pas de l'histogramme de largeur h, (Tab.(I,2)) pour définir le signal histogrammé.
- l'erreur statistique (par pas h) des $\sigma_{tot}$ mesurées, pour calculer l'erreur $\sigma(\bar{A})$.

Rappelons que les valeurs de ces trois paramètres, pour notre expérience, sont :

$$\left.\begin{array}{l} \sigma(\Delta E) < 1 \text{ MeV/c}^2 \\ h < .5 \text{ MeV/c}^2 \\ \dfrac{\sigma(y_i)}{\sigma^i_{tot}} \sim 3\ 10^{-3} \end{array}\right\} \quad 2 \text{ GeV/c} < p < 14 \text{ GeV/c}$$

Nous pouvons remarquer, dès maintenant, que cette limite supérieure de résolution permet de détecter des résonances de largeurs d'environ trois ordres de grandeur plus petites ($\Gamma \sim 10^{-2}$ MeV/$c^2$) que celles accessibles aux mesures déjà effectuées dans le même domaine en masse (DIDDENS 63, CITRON 66, FOLEY 67).

Dans ce paragraphe, nous supposons que :

- les $\sigma_{tot}$ moyennes, $<\sigma^i_{tot}>$, sont déjà estimées et que leurs erreurs sont négligeables (chapitre III)
- les fluctuations $y_i$ sont uniquement d'origine statistique (chapitre III)
- le seuil s de détection est fixé à s = 4; le choix de la valeur de ce seuil sera aussi discuté au chapitre III.

*Signal histogrammé* : L'expression de la section efficace totale de formation d'une résonance d'isospin I, dans la réaction $\pi^- p$ s'écrit (Breit et Wigner) :

$$\sigma^R_{tot}(E, \Gamma, T, x, J, I) = A(\lambda\!\!\!^{-}, x, J, I) \cdot \frac{1}{\varepsilon_M^2 + 1} \qquad (I,11)$$

où l'amplitude du signal est définie par :

$$A(\lambda\!\!\!^{-}, x, J, I) = 4\pi\, \lambda\!\!\!^{-2}(J+1/2)\; C_I x \qquad (I,12)$$

- $4\pi\, \lambda\!\!\!^{-2}(J+1/2)$ est la section efficace totale maximum de formation de la résonance avec un spin J; $\lambda\!\!\!^{-} = \frac{h}{p_c}$ est la longueur d'onde associée à l'impulsion $p_c$ des particules dans le référentiel du centre de masse.
- $C_I = \frac{2}{3(I+1/2)}$ est le couplage de la voie $\pi^- p$ à la résonance d'isospin I.
- x est le rapport de branchement élastique de la résonance d'isospin I, dont la valeur maximum x=1 est imposée par la condition d'unitarité de la matrice S.
- $\varepsilon_M = 2(E-M)/\Gamma$ est la variable qui fournit la dépendance de cette section efficace résonante en fonction de l'énergie E du système $\pi^- p$ dans le référentiel du centre de masse.

La hauteur $p_i(\Gamma)$ du signal histogrammé, à l'énergie $E_i$, s'obtient par le produit de convolution suivant :

$$p_i(\Gamma) = \frac{1}{\varepsilon_M^2 + 1} \;\text{X}\; \mathcal{N}(\sigma(\Delta E)) \;\text{X}\; H(h) \qquad (I,13)$$

où :

- $\mathcal{N}(\sigma(\Delta E)$ est la loi de distribution normale de l'erreur de mesure de masse E, d'écart-type $\sigma(\Delta E)$ (fig. (I,6))
- H(h) est la loi de distribution rectangulaire de largeur h correspondant au pas de l'histogramme.

L'ensemble $\{p_i(\Gamma)\}$ définit la forme de la résonance histogrammée. La figure (I,7), montre les deux $\{p_i(\Gamma)\}$, calculés numériquement pour une résonance étroite ($\Gamma \sim 2$ MeV/$c^2$) située à deux positions différentes de masse M par rapport au centre du pas h de l'histogramme. La résolution $\sigma(\Delta E)$ exprimée en unité de largeur h du pas de l'histogramme est celle que nous avons à p = 14 GeV/c (Tab.(I,2)).

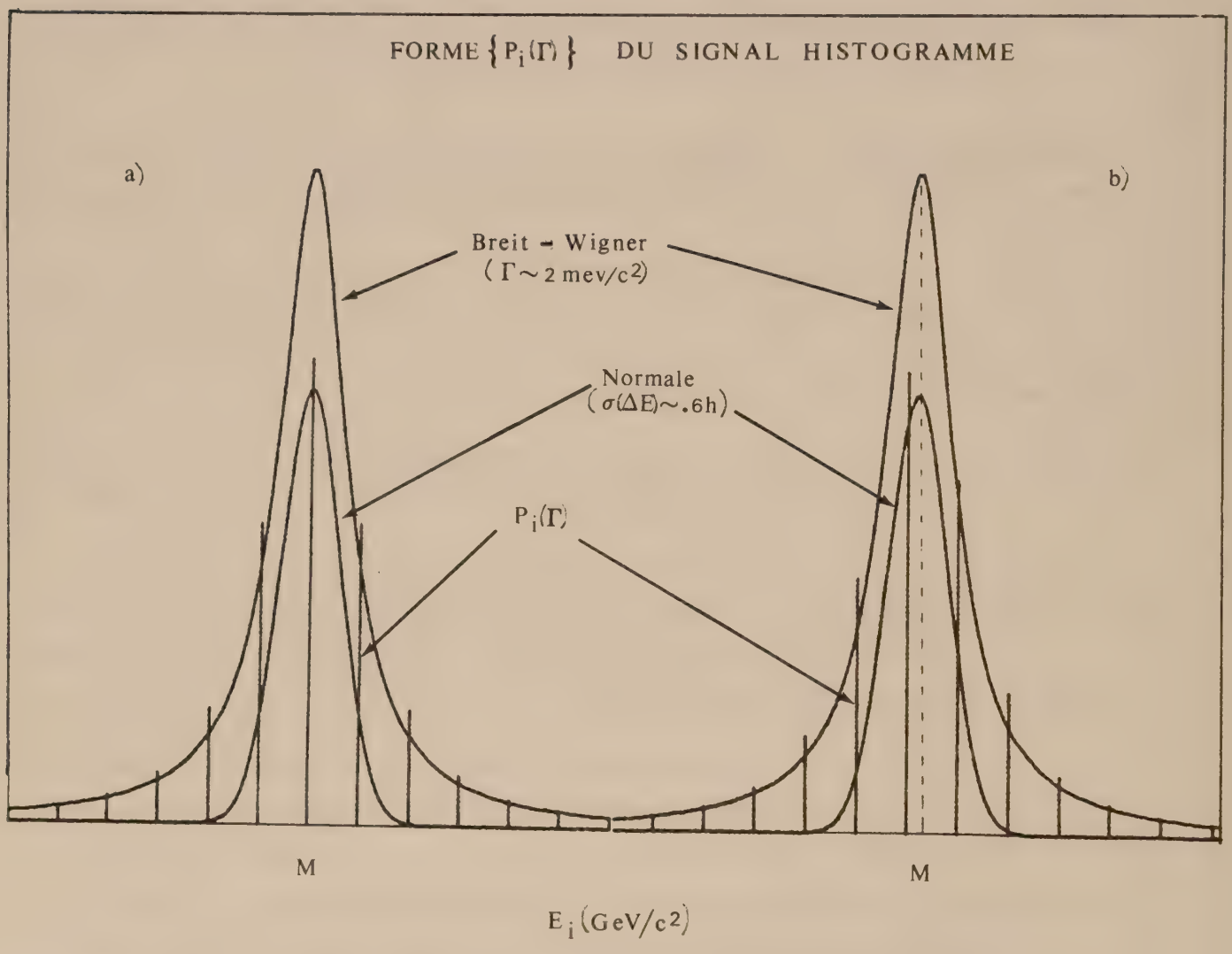



Figure I, 7 : *DEUX FORMES $\{P_i(\Gamma)\}$ DU SIGNAL HISTOGRAMME EN FONCTION DE $E_i$ D'UNE MÊME RESONANCE ETROITE, DE MASSE M :*

a) centrée au milieu du pas h de l'histogramme
b) décalée par rapport à ce milieu.

*Estimateur d'amplitude $\bar{A}$ et erreur $\sigma(\bar{A})$ :* L'estimateur $\bar{A}$ de $\chi^2$ non biaisé et efficace, pour les quantités indépendantes $y_i$ d'erreurs $\sigma(y_i)$ constantes, s'obtient en minimisant la forme quadratique suivante :

$$Q^2 = \sum_i (y_i - \bar{A}\, p_i(\Gamma))^2 \qquad (I,14)$$

La condition $\frac{\partial Q^2}{\partial \bar{A}} = 0$ conduit à l'estimateur

$$\bar{A} = \frac{\sum_i p_i(\Gamma)\, y_i}{\sum_i p_i^2(\Gamma)} \qquad (I,15)$$

dont l'erreur vaut :

$$\sigma(\bar{A}) = \frac{\sigma(y_i)}{\sqrt{\sum_i p_i^2(\Gamma)}} \qquad (I,16)$$

La quantité $\sqrt{\sum_i p_i^2(\Gamma)}$, que nous pouvons définir comme la précision de mesure d'une résonance de largeur $\Gamma$, est représentée sur la figure (I,8) ci-dessous; $\Gamma$ est exprimé en unité de largeur h du pas de l'histogramme.

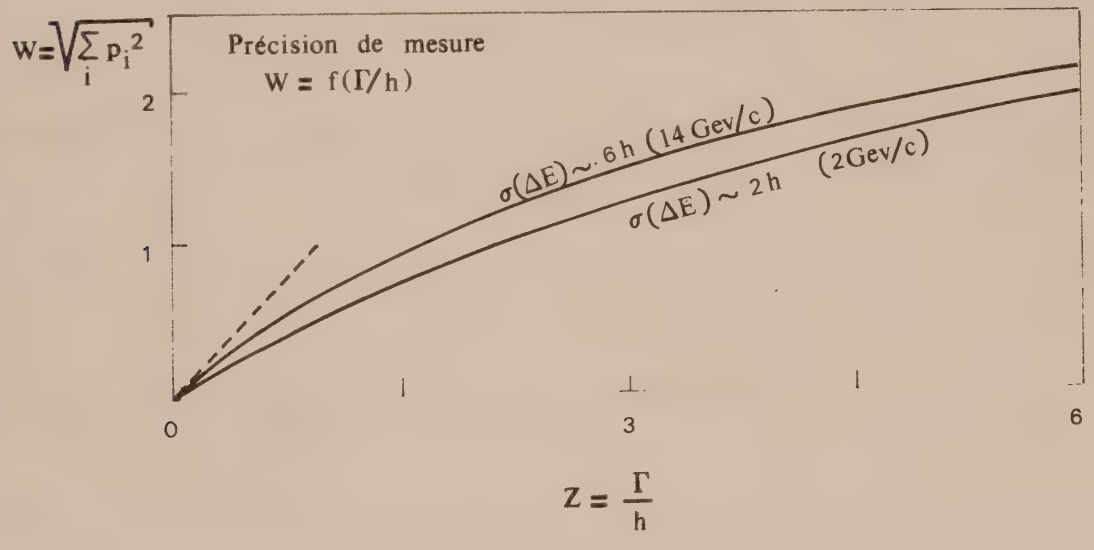



Figure I, 8 : *VARIATION DE PRECISION DE DETECTION D'UNE RESONANCE EN FONCTION DE SA LARGEUR Γ ET DE LA RESOLUTION σ(ΔE) EXPRIMEE EN LARGEUR h DU PAS DE L'HISTOGRAMME (Tab. (I,2)).*
La droite indiquée représente la précision que nous obtiendrions, pour les petites largeurs ($Z \ll 1$), avec une résolution infinie ($\sigma(\Delta E) = 0$).

Cette figure (I,8) montre que la précision de mesure croît d'une part avec la largeur de la résonance et d'autre part avec la résolution en masse $\sigma(\Delta E)$; l'effet de cette dernière, exprimée en unité de pas de l'histogramme, est souligné sur cette figure pour les petites largeurs ($Z \ll 1$), quand nous comparons les fonctions tracées

$$W = f(\Gamma/h) \qquad (I,17)$$

avec la variation linéaire de précision que nous obtiendrions pour une erreur de mesure $\sigma(\Delta E)$ nulle.

Pour des résonances de grandes largeurs ($Z \gg 1$), l'effet de résolution devenant négligeable, on s'attend à ce que les 2 courbes de cette figure (I,8) se rejoignent dans cette région asymptotique $Z \gg 1$. La précision de mesure W(Z) (for. (I,17)) variant, d'après sa définition, en raison inverse de l'erreur statistique de l'estimateur $\bar{A}$, on peut écrire leur forme asymptotique commune ($Z \gg 1$) :

$$\lim_{Z \to \infty} W(Z) \to \alpha \sqrt{Z} \qquad (I,17 \text{ bis})$$

d'après l'expression habituelle de cette erreur.

Remarque : Pour une résolution $\sigma(\Delta E)$ fixée, l'effet de la position de la résonance (fig. (I,7)) par rapport au pas de l'histogramme est négligeable sur la précision de mesure W.

*Domaine de détection:* Pour un seuil s fixé, la condition de détection d'une résonance de masse M, spin J et isospin I fixés s'écrit :

$$A(\nu, x, J, I) > A_s(\nu, x_s, J, I) \qquad (I,18)$$

soit :

$$A_s \equiv A(\nu, x_s, J, I) = s. \frac{\sigma(y_i)}{\sqrt{\sum_i p_i^2(\Gamma_s)}} \qquad (I,18 \text{ bis})$$

La limite inférieure du domaine (I, 18 bis) s'exprime donc dans le plan $(\Gamma,x)$ comme une fonction $x_s(\Gamma_s)$ dont l'expression dépend directement de la précision de mesure (fig. (I,8), for. (I,17)). La valeur de la largeur minimum $\Gamma_s^{min}$ détectable, correspondant à une résonance d'élasticité maximum $x_s^{max} = s$ s'obtient par:

$$x_s^{max} = 1 = \frac{s\ \sigma(y_i)}{\sigma^J_{tot}.\ C_I.\ f(\Gamma_s^{min}/h)} \Leftrightarrow \Gamma_s^{min} = h\ f^{-1}\left(\frac{s.\sigma(y_i)}{\sigma^J_{tot}.C_I}\right) \qquad (I,19)$$

où $f^{-1}$ désigne la fonction réciproque de celle (I,17) qui relie la précision de mesure à la largeur $\Gamma$.

Nous avons tracé sur la figure (I,9) le domaine de détection de résonances $\Delta^{1/2}(5.2)(M = 5.2\ GeV/c^2)$ et indiqué ceux de diverses autres résonances envisageables quand nous faisons varier les paramètres M, J , I. Comme nous le voyons (fig. (I,9)) le domaine de détection croît quand on considère des états :

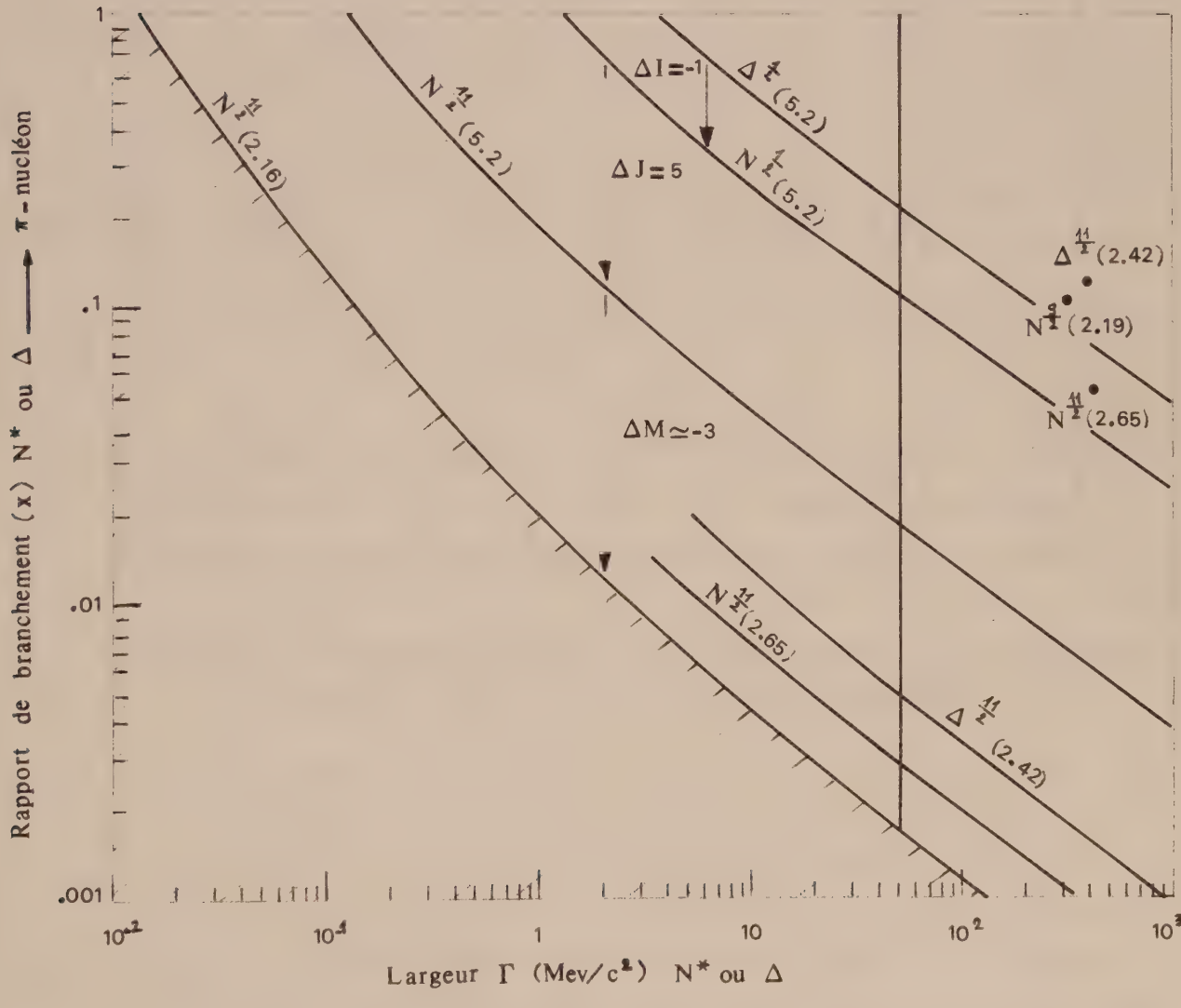



Figure I, 9 : *DOMAINES DE DETECTION DE NOTRE EXPERIENCE POUR DES RESONANCES N* OU Δ DE LARGEUR Γ ET ELASTICITE x :*
pour des masses M ∿ 2 GeV/c² et spin J = 1/2 nous sommes sensibles à des résonances étroites de largeur $\Gamma \sim 1$ MeV/c² et d'élasticité x ∿ 1%. La limite supérieure $\Gamma \simeq 50$ MeV/c² explorable à chaque prise de données est indiquée par la droite verticale, la recherche de résonances larges $\Gamma > 50$ MeV/c² nécessitant la correction des $\sigma_{tot}$. Les récurrences de Regge N* et Δ déjà mesurées (DIDDENS 63, CITRON 67) sont indiquées; nous avons tracé notre limite inférieure de sensibilité à ces résonances.

- de masses petites ($M \sim 2{,}2$ GeV/$c^2$)
- de spin J élevés dont le maximum $J = \frac{11}{2}$ envisagé ici correspond à la plus grande valeur déjà mesurée pour une résonance pion-nucléon (Tab.(I,3) ci-dessous).

| *RESONANCE* | *M(GeV/$c^2$)* | *Γ(MeV/$c^2$)* | *x* | *J* | *REFERENCE* |
|---|---|---|---|---|---|
| N*(2190) | ~ 2.12 | ~ 300 | ~ .10 | $\frac{9}{2}$ | DIDDENS 63 |
| N*(2650) | ~ 2.58 | ~ 400 | ~ .05 | $\frac{11}{2}$ | CITRON 66 |
| N*(3030) | ~ 3.03 | ~ 400 | $\lesssim 10^{-3}$ | ? | CITRON 66 |
| Δ (2420) | ~ 2.38 | ~ 300 | ~ .10 | $\frac{11}{2}$ | CITRON 66 |
| Δ (2850) | ~ 2.80 | ~ 400 | $\lesssim$.0025 | ? | CITRON 66 |
| Δ (3230) | ~ 3.20 | ~ 440 | $\lesssim$.005 | ? | CITRON 66 |

Tableau I, 3 : *RESONANCES N* ET Δ DEJA MESUREES DANS LA REACTION PION-NUCLEON DANS LE DOMAINE EN MASSE COUVERT PAR NOTRE EXPERIENCE.* Une liste complète de références peut être trouvée dans "Particle Data Group" (1982).

Pour ces valeurs des paramètres M et J nous sommes sensibles à une gamme de résonances étroites de largeurs variant entre 20 MeV/$c^2$ et quelques $10^{-2}$ MeV/$c^2$ avec un rapport de branchement x correspondant compris entre ~ 1% et ~ 25%. Soulignons que notre expérience se caractérise par rapport à toutes les mesures précédentes de $\sigma_{tot}$ pion-nucléon par cette possibilité de détection de résonances baryoniques étroites ($\Gamma < 20$ MeV/$c^2$) jusqu'à des largeurs comparables à celle du méson J/ψ(3100) ($\Gamma_{J/\psi} \sim 60\ 10^{-2}$MeV/$c^2$).

Sur cette figure (I,9) la droite verticale $\Gamma \simeq 50$ MeV/$c^2$ définit approximativement la limite supérieure du domaine dans le plan ($\Gamma$,x) explorable à chaque prise de données quand nous mesurons 80 $\sigma_{tot}$ (§ précédent). Pour la détection des résonances de largeur $\Gamma \gtrsim 50$ MeV/$c^2$ (récurrences de Regge $N^*$ ou $\Delta$) nous devons donc au préalable corriger nos mesures pour obtenir une courbe de $\sigma_{tot}$ continue en fonction de la masse E, sans effet de transition d'une prise de données à l'autre; nous indiquons sur cette figure (I,9), pour notre domaine en masse, les résonances déjà mesurées dont nous rappelons, dans le tableau ci-dessus, les caractéristiques; nous avons considéré seulement les résonances répertoriées avec 4 ou 3 étoiles dans "Particle Data Group" (1982), en indiquant sur notre figure (I,9) celles dont le spin J est connu. Les domaines de détection correspondants, extrapolés à $\Gamma > 50$ MeV/$c^2$ montrent que nous sommes sensibles à des valeurs de rapport de branchement x plus petites de deux ordres de grandeur environ.

En fait, la précision des corrections des $\sigma_{tot}$ influant directement sur ces courbes cette extrapolation doit être considérée comme indicative; nous discuterons en détail ce problème de recherche de résonances de grandes largeurs ($\Gamma \gtrsim 50$ MeV/$c^2$) dans les chapitres suivants.

Pour conclure ce paragraphe, faisons les remarques suivantes concernant cette figure (I,9) :

- Les limites inférieures de sensibilité pour la détection des résonances $N^*\frac{11}{2}(5.2)$ et $N^*\frac{11}{2}(2.6)$ ne sont pas parallèles pour les petites largeurs $\Gamma \lesssim 1$ MeV/$c^2$; ceci est une conséquence de l'effet de la résolution montré sur la figure (I,8), qui conduit à définir un domaine de sensibilité relativement moins étendu pour les résonances de petites masses que celui que nous obtiendrions à résolution constante.

- Pour des résonances de largeurs $\Gamma \gtrsim 30$ MeV/$c^2$ toutes les limites de sensibilité sont des droites parallèles de pente $-\frac{1}{2}$ comme on s'y attend d'après l'expression asymptotique (I, 17 bis) ($Z \gtrsim 30$-40).

- Nous avons tenu compte de la variation de la $\sigma_{tot}$ de fond en prenant les valeurs de 25 mb à 14 GeV/c et 35 mb à 2 GeV/c; nos erreurs statistiques relatives étant constantes, cette variation de la $\sigma_{tot}$ de fond augmente ($\sim$ 30%) (for. (I,16)) le seuil de détection de résonance $N^*\frac{11}{2}$ (2.16) relativement à celui que nous obtiendrions pour un $\sigma_{tot}$ de fond constante.

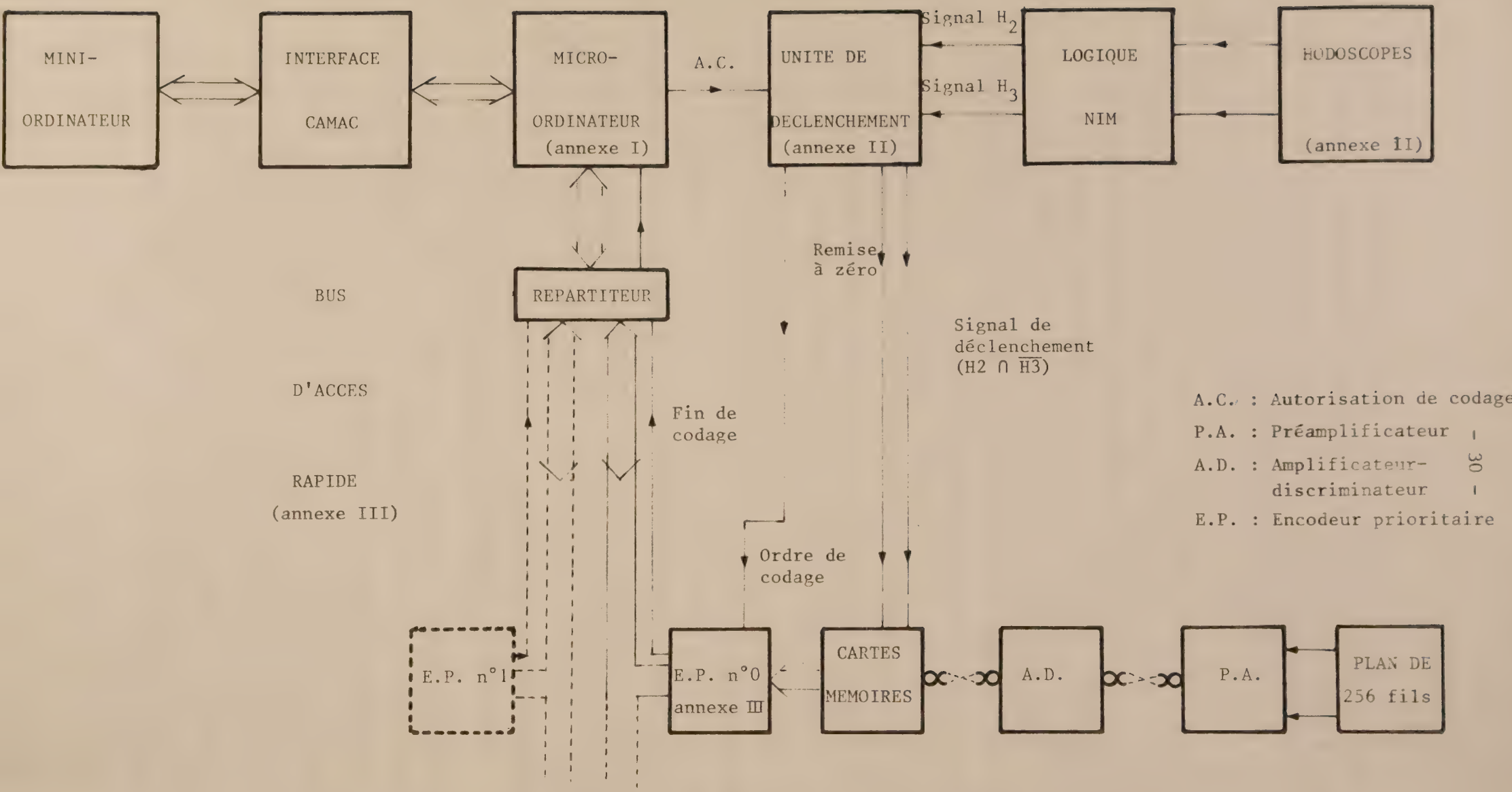


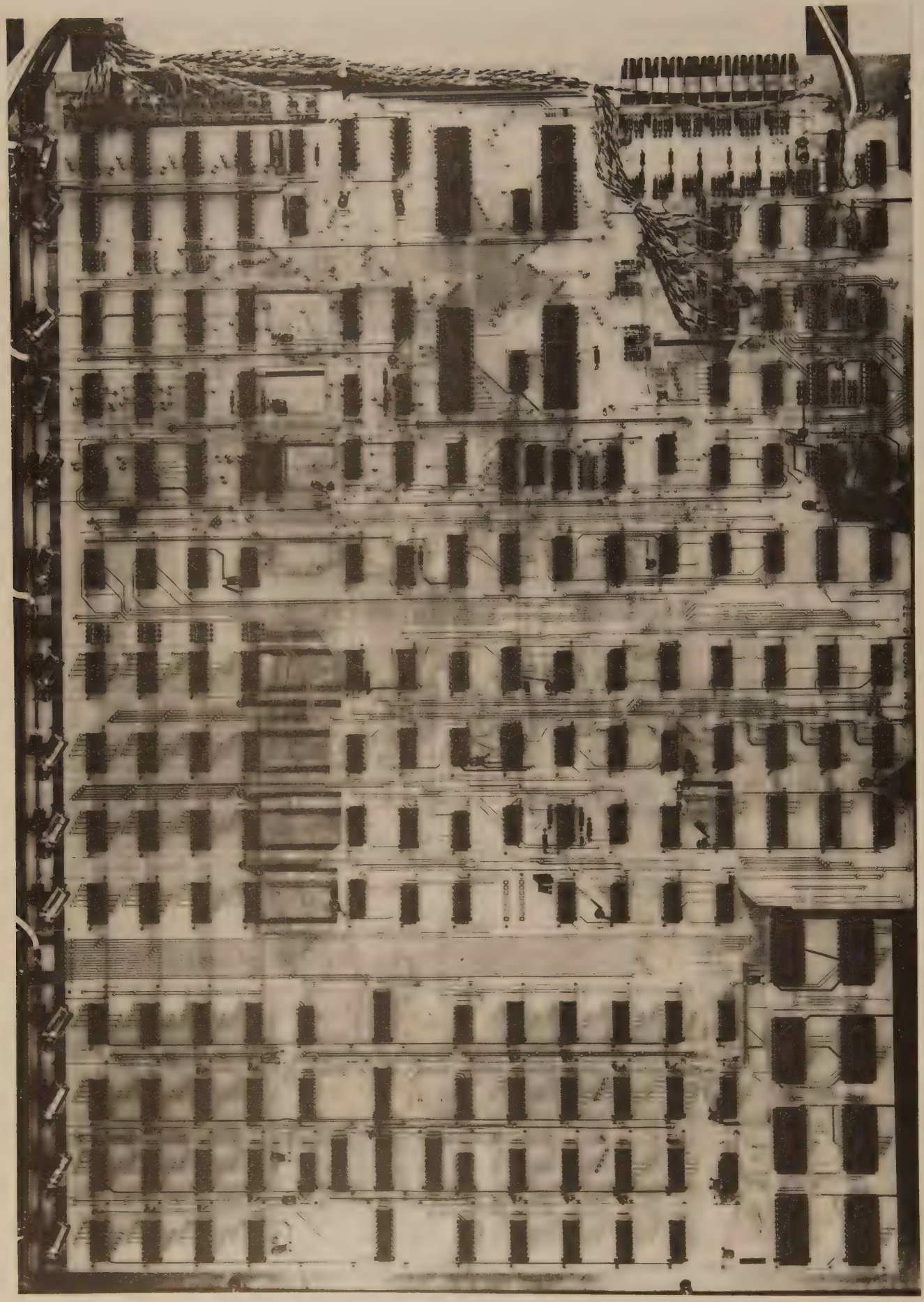

Figure II,1 : *SCHEMA DE LA CHAINE ELECTRONIQUE DE LECTURE ET TRAITEMENT DES SIGNAUX PROVENANT DES CHAMBRES A FILS :*
L'ensemble des cartes électroniques depuis les amplificateurs discriminateurs jusqu'à l'interface CAMAC incluse, d'une capacité totale de 2560 fils (10 plans de 256 fils), a été conçu et réalisé à l'Ecole Polytechnique.
Un signal de chambre à fils est amplifié, discriminé et mémorisé, après un parcours dans des câbles de paires de fils torsadées qui jouent le rôle de ligne à retard. Les numéros de fils fournis par l'encodeur prioritaire sont stockés dans une mémoire à double entrée à laquelle le micro-ordinateur accède par un bus d'accès rapide. Les histogrammes sont envoyés au mini-ordinateur pour être enregistrés sur bande magnétique. Ces divers éléments sont décrits en détail dans les annexes indiquées.

# CHAPITRE II

## II.1 : DISPOSITIF ELECTRONIQUE

Sur la figure (II,1), nous avons schématisé tout l'ensemble électronique d'acquisition des données, depuis les préamplificateurs placés sur les chambres à fils jusqu'au mini-ordinateur. Un signal de chambre à fils amplifié et discriminé (PA + AD) est mémorisé (cartes M) par une bascule mise "ON" à son arrivée en coïncidence avec le signal de déclenchement H2 ∩ $\overline{H3}$ (fig. (II,1));cette bascule est remise dans l'état "OFF" soit par l'unité de déclenchement si l'événement mémorisé est "mauvais" (voir ci-dessous), soit après encodage; les encodeurs prioritaires reçoivent *l'ordre de codage* quand d'une part le micro-ordinateur envoie une *autorisation de codage* et d'autre part les cartes M ont mémorisé un "bon" événement. Les numéros de fils sont rangés dans une mémoire à double entrée, interne aux encodeurs (processeurs périphériques), à laquelle micro accède par un bus d'accès rapide; les histogrammes réalisés sont transférés vers le mini-ordinateur et enregistrés sur bande magnétique. Après cette description générale nous décrivons plus en détail les éléments de cet ensemble électronique, dont un exposé plus technique se trouve dans les annexes correspondantes indiquées sur la figure (II,1).

*Le micro-ordinateur (μ77)*: C'est le coeur de l'ensemble et sans lui l'expérience est irréalisable. L'unité centrale est un micro-processeur bipolaire en tranche *AMD 2901*, cette technologie présentant un grand attrait par la rapidité (∿ 60 ns) de ses instructions multi-opérandes. Le micro-ordinateur possède une mémoire de données de 2K (1048 mots de 16 bits), utilisée pour réaliser les histogrammes et une mémoire vive (I K) d'instructions de 16 bits aussi, dans laquelle les programmes sont chargés. Le μ77 est entièrement programmable et possède son propre langage assembleur; l'exécution de chaque instruction ne dure que 165 ns. Il est doté d'un multiplieur-additionneur rapide 8 bits x 8 bits → 16 bits qui permet de calculer des expressions de type $\sum_{i=1}^{n} \alpha_i x_i$ comme l'angle de diffusion (I,7) ou $\frac{\Delta p}{p}$ (I, 10). Les constantes $\alpha_i$ sont rangées dans la mémoire vive de 16 mots de ce multiplieur. La durée du micro-programme qui calcule, entre autre, (§ suivant) l'angle de diffusion Θ, dans chaque projection



X et Y, n'est que de 3.6 µ s environ; rappelons-nous que le transfert d'une donnée, dans une chaîne d'acquisition classique, par le CAMAC, dure 1 µ s par mot ! Si ce temps très court de 3.6 µ s est dû au temps de 165 ns d'exécution par instruction, nous verrons un peu plus loin qu'il est obtenu aussi grâce à une définition astucieuse des transferts des numéros de fils pour le calcul rapide d'expressions de type $\sum_{i=1}^{n} \alpha_i x_i$. Dans le cas où l'événement n'est pas diffusé, le micro-ordinateur se retrouve donc disponible au bout d'environ 3.6 µ s pour traiter un nouvel événement. Pour saturer le µ77 et obtenir le débit recherché (∿ 150 K ev$^{ts}$/s), nous devons pouvoir lui délivrer un nouvel événement au bout de ce temps minimum de traitement. Ceci est l'objet de la chaîne de lecture rapide des chambres à fils dont nous parlerons ci-dessous.

Pour conclure ce sous-paragraphe, nous montrons une photographie de la carte électronique (∿ 45cm x 50 cm) qui constitue le micro-ordinateur 1977 ancêtre du CAMAC BOOSTER (CAB) réalisé (1982) sous la forme, très différente de celle-ci, de 4 cartes de format CAMAC.

*L'unité de déclenchement :* en plus de son rôle de simple déclencheur, expliqué dans l'annexe II, § 1, cette unité intervient dans le système d'acquisition pour le rejet de "mauvais" événements (annexe II, § 2). Nous voulons en particulier éliminer tout effet systématique sur la section efficace totale, dû à des particules fortuites. Par exemple, si on considère qu'une particule diffusée hors des chambres de transmission WF1 et WF2 est accompagnée d'une autre, on détectera dans ces chambres à fils la trace de l'événement non diffusé. De plus, un événement avec plusieurs fils touchés par plan dans les chambres W1, W2 et W3 n'est pas utilisable pour le micro-ordinateur qui ne cherche pas à lever les ambiguités à cause du temps de traitement trop long qui en résulterait. Comme autre exemple, nous ne voulons pas qu'un pion non diffusé (voir plus bas) soit interprétable dans les chambres de transmission WF1 et WF2 comme un événement diffusé; cette situation peut se produire quand on considère le passage de deux particules, sur le même fil, dans un temps inférieur au temps mort moyen (∿ 200 ns - 300 ns) du canal électronique associé et que le déclenchement est effectué sur la 2$^{ème}$ particule. Pour réduire ce temps mort effectif et donc minimiser ce biais sur la $\sigma_{tot}$ dûe aux inefficacités des chambres WF1 et WF2 dans la région couverte par le faisceau de particules transmises, nous avons imposé, pour déclencher l'acquisition, un temps minimum (± ∿ 150 ns) de séparation entre le passage de deux particules détectées par l'hodosdope H2;

nous expliquons en détail dans l'annexe II, § 2, le fonctionnement de l'unité de déclenchement relativement à ces deux types de biais. Les raccordements des 5 doigts de l'hodoscope H2 et de l'hodoscope d'anti-déclenchement H3 y sont aussi expliqués. Enfin, cette unité intervient pour le synchronisme de l'ensemble des éléments de la chaîne d'acquisition, ce dont nous parlons ci-dessous.

*Le système de lecture rapide* des chambres à fils : nous avons déjà évoqué la nécessité d'un accès rapide aux informations provenant des détecteurs, pour pouvoir saturer le micro-ordinateur. Cette chaîne se compose, comme nous l'expliquons à l'annexe III (§ 1 et § 2) des cartes de mémoire M, des processeurs périphériques (1 P.P. par plan de 256 fils) et du bus d'accès rapide les reliant au micro-ordinateur. Chaque information, lue dans les cartes M, est encodée en 60 ns par le P.P. et rangé dans ses mémoires internes au nombre de 16. Celles-ci sont ensuite lues par le micro-ordinateur, le principe de cette lecture étant exposé au § 2; Annexe III, tandis que le bus d'accès rapide sur lequel les numéros de fils sont véhiculés y est décrit au § 3. La capacité de cette chaîne de lecture à saturer le μ provient des facteurs suivants :

- double étage de mémorisation, (cartes M et mémoires P.P.). Ainsi, pendant que le micro-ordinateur traite l'événement n (mémoires P.P.) l'événement suivant n+1 peut être préparé (cartes M). Le synchronisme de l'ensemble, assuré par l'unité de déclenchement, est décrit en détail au § 3, A II, où les fonctions des divers signaux et statuts sont énumérées.
- le temps de codage qui sépare deux événements pour le μ77 est négligeable ($\backsim$ 400 ns par événement simple, en tenant compte des temps de propagation des signaux de synchronisme).

Du côté du micro-ordinateur, chaque numéro de fil est accessible en une micro-instruction (165 ns) suivant le principe de lecture séquentielle expliqué au § 2, A III; dans cette même annexe (§ 4) nous décrivons la séquence d'instructions-clé du micro-ordinateur, utile à la lecture et au codage d'un événement. Revenant au calcul d'expressions $X = \sum_{i=1}^{n} \alpha_i x_i$, nous montrons au § 3, Annexe I, que le temps nécessaire à l'obtention de la valeur X ne dure que 165 ns, par l'utilisation conjointe des transferts rapides vers le μ77 des numéros de fils $x_i$ et du multiplieur-additionneur, suivant la méthode de pipe-line. Grâce en particulier au temps très court de ce type de calculs (dont nous avons déjà rencontré des exemples au chapitre I), l'ensemble de notre chaîne d'acquisition, d'une capacité de 2560 fils (10 P.P. x 256 fils), permet de traiter un flux d'environ $1.5\ 10^5$ événements/s, nécessaire à la mesure de haute précision $\sigma_{tot}$.

Pour conclure ce paragraphe soulignons que le micro-ordinateur, avec son temps de cycle de 165 ns, bien qu'élément essentiel de cette chaîne d'acquisition pour obtenir le haut débit de 1.5 $10^5$ événements/s, ne conduit pas à cette performance sans l'utilisation conjointe de notre système de lecture rapide des informations provenant des chambres à fils.

## II-2 : ANALYSE EN LIGNE

Comme nous l'avons déjà dit, le programme d'acquisition réalise en ligne des histogrammes. Il se compose de trois parties appelées : *cycle court, cycle mi-long* et *cycle long*. Les événements ayant les caractéristiques d'une particule diffusée devant être comptée dans la $\sigma_{tot}$, sont recherchés par le *cycle court* en ∿ 3.6 µs ; ce *candidat diffusé* est analysé par le *cycle mi-long* qui définit entre autre l'espace de phase du faisceau (∿ 15 µs). Les événements non rejetés par ce cycle sont traités en détail par le *cycle long* en ∿ 40 µs.

Le temps moyen de traitement par événement a été diminué à ∿ 5 µs en réalisant seulement l'histogramme en impulsion d'un échantillon 1/k du faisceau incident (k = 8, 15 en CP, CV respectivement) Selon le principe même de la mesure de $\sigma_{tot}$, nous avons veillé à ce que les contraintes d'espace de phase imposées par le *cycle mi-long* soient identiques pour les *candidats diffusés* et cet échantillon du faisceau. La figure ci-dessous indique l'enchaînement des trois cycles du programme pour ces deux classes de particules ainsi que les différents rejets et comptages avec les temps d'analyse correspondants.

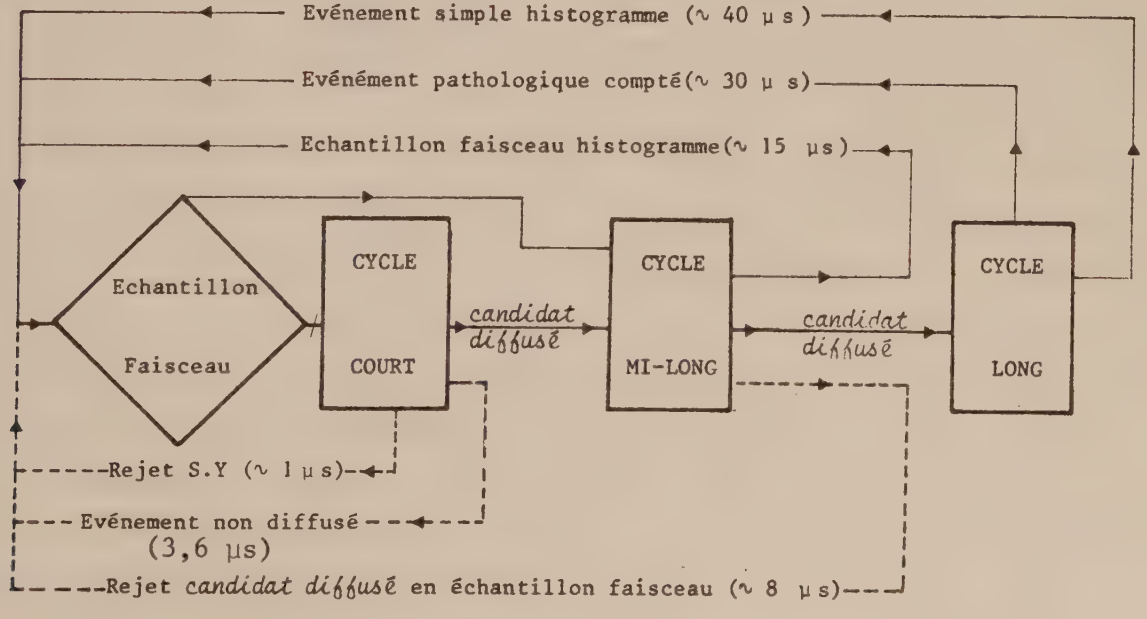



Figure II, 2 : *SCHEMA D'ENCHAINEMENT DES 3 PARTIES DU PROGRAMME D'ACQUISITION EN LIGNE.*

L'identité du traitement des *candidats diffusés* et de l'échantillon faisceau est suggérée encore sur la figure (II,3) où nous indiquons les chambres à fils lues dans chacun des cycles du micro-programme; nous voyons donc que le cycle *mi-long* ne s'intéresse qu'aux chambres à fils WI, W2, W3 utiles pour définir l'espace de phase du faisceau, quelque soit l'interaction effectuée en aval par la particule et détectée par les chambres à fils WF1 et WF2.

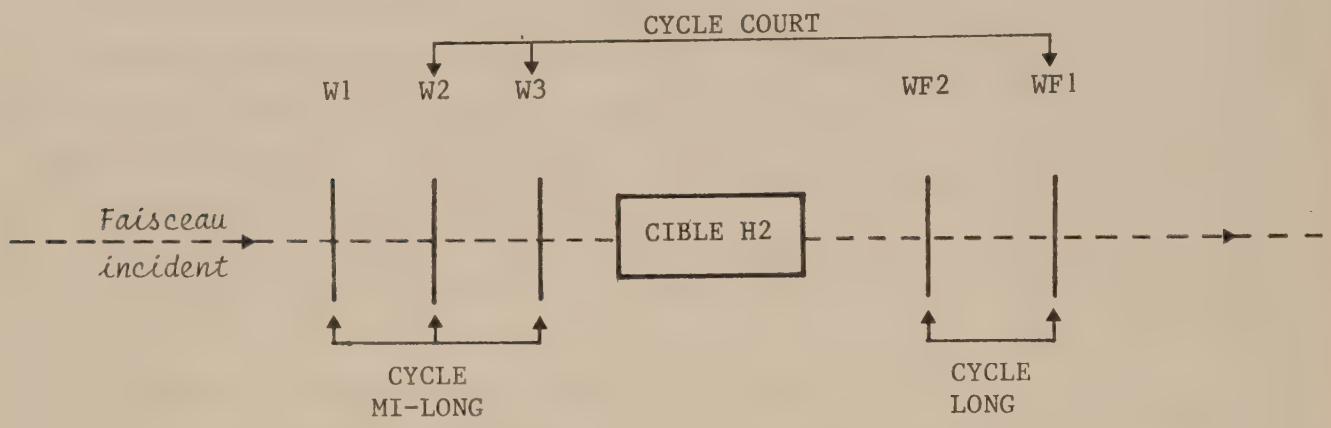



Figure II, 3 : *CHAMBRES A FILS UTILISEES DANS CHAQUE CYCLE DU MICRO-PROGRAMME DE TRAITEMENT EN LIGNE DES DONNEES.*

Nous décrivons maintenant successivement ces 3 cycles du programme d'analyse en ligne.

Le *cycle court* calcule l'angle de diffusion dans chaque projection X et Y et teste si les plans de fils de WF1 ont été déclenchés; quand il trouve un angle $\Theta > \Theta_c = 4 \times \Theta_{mult}$ (Chap. I, § 1), dans une des projections X et Y, ou une absence de digitisation sur un des plans de fils de WF1, il considère l'événement *candidat diffusé* et l'envoie dans le *cycle mi-long*. Le taux de sorties du cycle court est de l'ordre de 10%; il comprend les 2% d'interactions prévues, toutes les sorties dues à de mauvaises digitisations dans les chambres W2, W3 ou WF1, simulant un grand angle, et les inefficacités des plans de WF1. Dans le cas où l'événement n'est pas diffusé, et où les deux plans de fils de WF1 ont répondu, le micro-ordinateur étudie l'événement suivant ces calculs et tests n'ayant duré que 3.6 µ s . Lors de l'exécution de ce *cycle court*, un registre (appelé S.Y.) indique au micro-ordinateur qu'au moins un des plans des chambres W1, W2, W3 est absent, ce qui lui permet de rejeter en 1 µ s ces événements inutilisables.

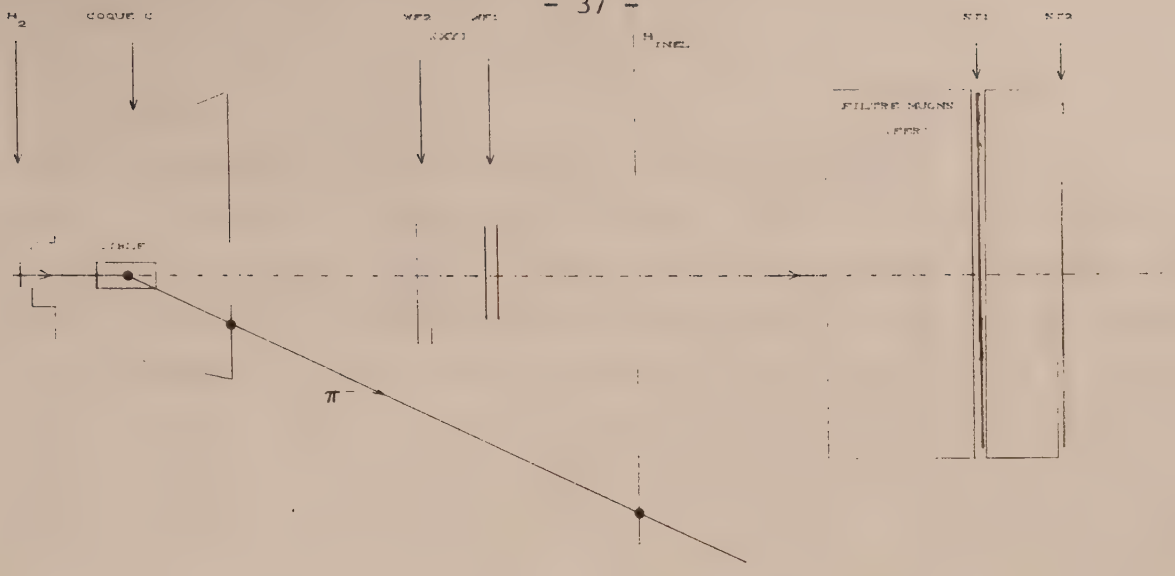



Figure II, 4,a) : Pas de trace vue dans l'acceptance des chambres à fils WF1 et WF2. Le pion inélastique ($H_{inel}$ U C) est histogrammé en impulsion.

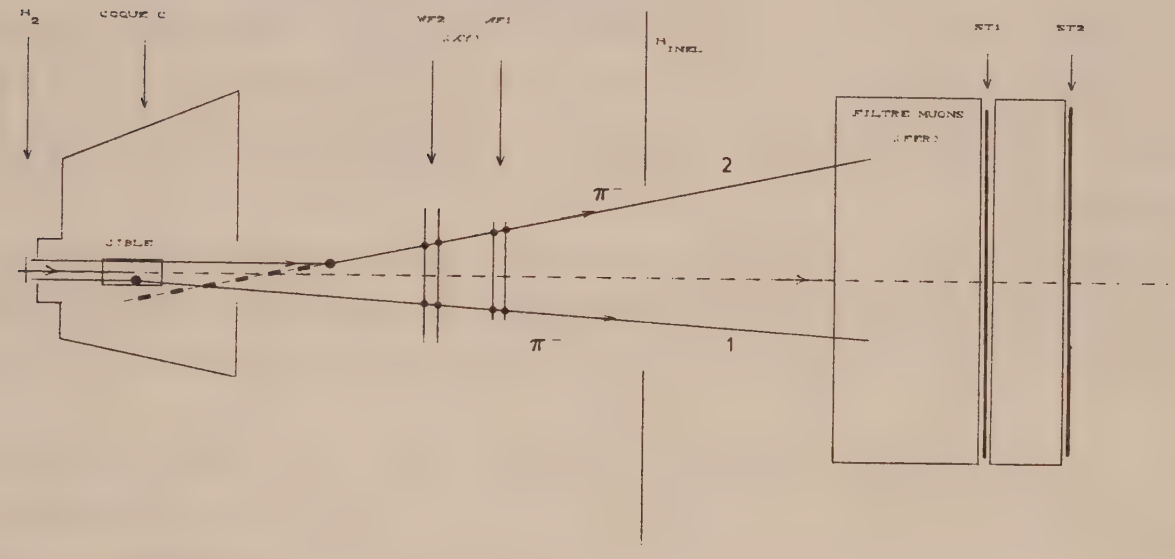



Figure II, 4,b) : Deux événements pions élastiques (1 et 2) avec chacun une trace simple dans les chambres à fils WF1 et WF2.

1) L'interaction a lieu dans la cible; la contrainte de cible étant satisfaite, on histogramme l'événement en impulsion et moment transféré
2) La contrainte de cible n'est pas satisfaite pour l'interaction qui a eu lieu hors de la cible. L'événement est rejeté.

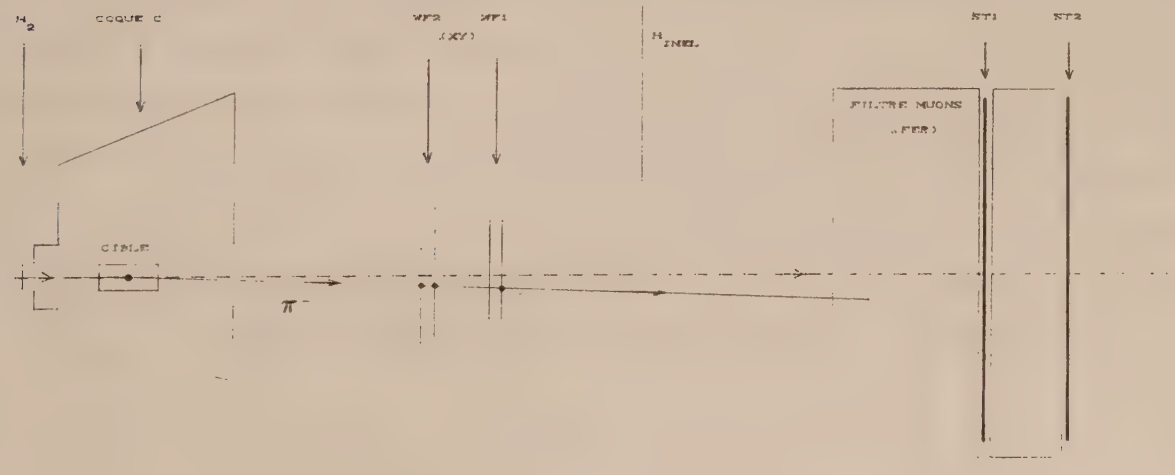



Figure II, 4,c) : Trace simple de pion avec une inefficacité du plan de fils XF1. L'angle calculé avec les coordonnées XF2 et YF2 est supérieur à la coupure du cycle court; l'événement est donc diffusé et histogrammé en impulsion et moment transféré (mêmes histogrammes que l'événement 1 de la figure ci-dessus).

Le *cycle mi-long* permet une définition très précise des particules incidentes du faisceau. D'une durée de 15 μs environ, il rejette tout événement ayant déclenché plusieurs fils sur au moins un des plans $X_1$, $Y_2$, $Y_3$; de même les particules d'impulsion non comprise entre ± 2% de l'impulsion nominale p et n'appartenant pas à l'espace de phase du faisceau (Chap. I, § 2) ne sont pas retenues; par cette dernière contrainte, on impose que la trajectoire incidente converge vers l'image de la source $S_\pi$ des pions (Chap. I, § 2), dans chaque projection X et Y. Le taux de particules rejetées par cette contrainte d'espace de phase est surveillé, lors de l'acquisition, par l'opérateur qui interrompt la prise de données quand il enregistre des variations importantes de cette quantité. Nous avons déjà discuté (Chap. I, § 2), de la nécessité de contrôler en ligne, l'espace de phase de notre faisceau, aussi bien pour le calcul de l'impulsion avec notre formule linéaire, que pour la réalisation séparée des mesures de cibles pleine et vide; de telles variations de position et de forme du faisceau peuvent être dues au déplacement du faisceau de protons sur la cible primaire (Fig. I, 3) ou à des variations de courants dans les aimants du double spectromètre.
Les particules de *l'échantillon du faisceau,* sont séparées en ligne en pions/muons et histogrammées chacune ($H_\pi^i$, $H_\mu^i$) en impulsion sur les 80 pas, tandis que les *candidats diffusés* entrent dans le cycle long que nous décrivons maintenant.

Le *cycle long* : ce programme cherche à distinguer au mieux, parmi les *candidats diffusés* y arrivant (fig. (II,2)), ceux qui correspondent réellement à des interactions, en utilisant les informations provenant des chambres à fils WF1, WF2 et des différents hodoscopes (figure I,1). Pour des topologies simples de traces vues par les détecteurs WF1 et WF2, on définit une catégorie d'événements *normaux* qui est analysée et histogrammée en ligne. Par contre, des événements *pathologiques*, correspondant par exemple à des topologies complexes dans ces chambres à fils WF1, WF2, sont seulement comptés pendant l'acquisition des données. Pour cette deuxième catégorie, on enregistre sur bande magnétique un échantillonnage d'environ $10^5$ événements bruts. Leur analyse, hors ligne, doit permettre de trouver, parmi ces événements, la part (5% à 10% de $\sigma_{tot}$) des diffusés que l'on doit ajouter à la section efficace totale. Nous énumérons maintenant et illustrons (Fig. II,4) les différents événements appartenant à chacune de ces deux catégories en commençant par les événements *normaux* :

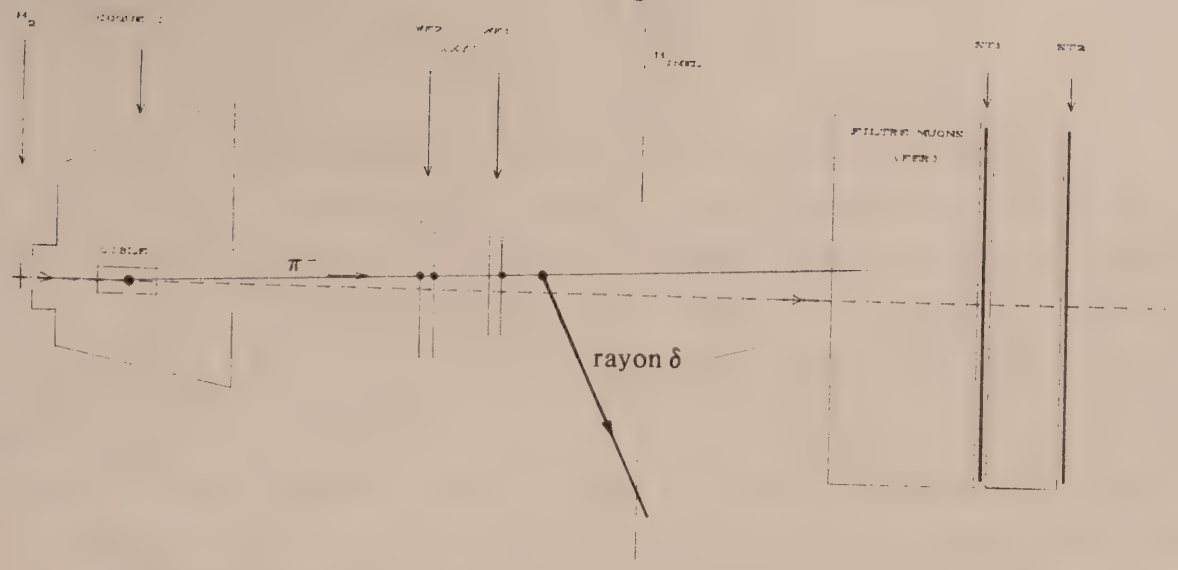



Figure II,4 d) : Trace simple de pion inélastique avec une inefficacité du plan de fils XF1 comme sur la figure II, 4 c); l'angle calculé avec les coordonnées XF2 et YF2 est cette fois-ci dans la coupure du cycle court; l'événement est histogrammé en impulsion en *récupérê faisceau* . Le signal inélastique a été créé par un rayon δ émis lors du passage du pion.

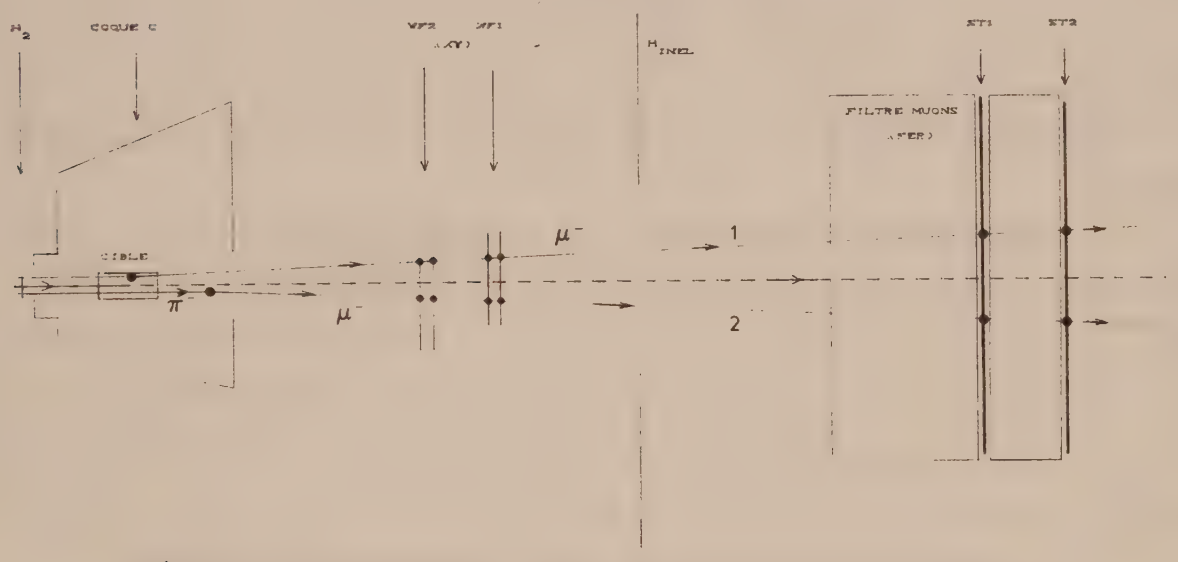



Figure II, 4 e): Deux événements muons, 1 et 2, avec chacun une trace simple vue par les chambres WF1 et WF2.
1) le muon incident subit une diffusion coulombienne dans la cible
2) un pion incident se désintègre en émettant un muon avec un angle apparent supérieur à celui de la coupure cycle court. Ils sont comptés dans un histogramme angulaire.

Figure II, 4 f): Trace simple de muon vue par les chambres à fils WF1 et WF2. Il provient d'une désintégration de pion dans la région de WF2 et ne satisfait pas à la contrainte de cible; il est rejeté.

a) Il n'y a pas de trace vue dans l'acceptance WF1 ∩ WF2, (figure (II, 4a)); ces événements *hors acceptance*, histogrammés sur les 80 pas en impulsion, constituent la part principale du numérateur de la section efficace totale, les particules ayant déclenché l'hodoscope *inélastique* ($C \cup H_{inel}$) (Chap.I, § 1) sont, en plus comptées séparément, le rapport de ce compteur au total des événements *hors acceptance* fournissant l'inefficacité de déclenchement *inélastique*.

b) Une trace de $\pi^-$ et une seule est détectée dans les compteurs WF1 et WF2; (Fig. II, 4 b)). Une trace seule dans un plan se définit par un fil touché ou deux fils adjacents touchés; dans ce dernier cas, on considère dans les calculs la première coordonnée lue par le micro-ordinateur. Pour ces pions, on définit une contrainte de cible, qui permet de s'assurer que l'interaction a eu lieu dans la cible en reconstruisant, dans chaque projection, à l'aide des couples (XF1, XF2) et (YF1, YF2), le vertex d'interaction dans le plan ⊥ OZ et passant par le milieu de la cible (Fig. (II ,4), b)); si ces vertex n'appartiennent pas à la cible (± 30mm autour de OZ), l'événement *hors cible* est compté à part; l'histogrammation des événements bien contraints est la même que celle des pions de la catégorie suivante.

c) Une trace simple de $\pi^-$ est vue dans WF1 et WF2 mais au moins un des plans de fils XF1, YF1 n'a pas répondu (figure (II,4)c)). A l'aide des coordonnées du compteur WF2, on calcule l'angle de diffusion de façon analogue à celle du *cycle court*. Quand on se trouve en dehors de la coupure angulaire de ce dernier, l'événement est considéré diffusé (Fig. (II,4)c)). Pour ces particules et celles de la catégorie précédente, on distingue d'une part les événements élastiques des inélastiques et d'autre part la valeur du quadri-moment transféré $|t| \simeq p^2 \Theta^2$ de l'événement; on est conduit aux histogrammes suivants :

| NOM DE L'HISTOGRAMME | VARIABLE | CARACTERISATIONS DES PIONS DIFFUSES |
|---|---|---|
| Coulombiens | $\frac{\Delta p}{p}$ | Elastiques + inélastiques $t_c < t < t_o$ |
| Nucléaires | $\frac{\Delta p}{p}$ | Elastiques + inélastiques $t_o < t$ |
| Coulombiens | $\Theta^2$ | Elastiques $t_c < t < t_o$ |
| Nucléaires | $\Theta^2$ | Elastiques $t_o < t$ |
| Inélastiques | $\Theta^2$ | Inélastiques $t_c < t$ |

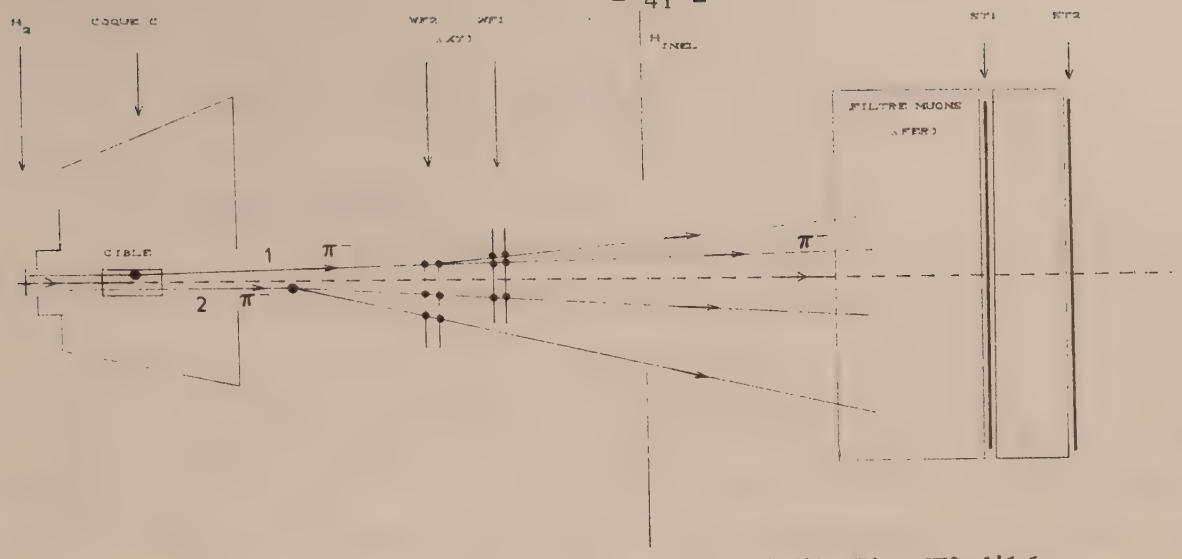



Figure II, 4 g): Traces multiples vues par les chambres à fils WF1 et WF2; l'événement *pathologique* n'est pas histogrammé en ligne. Deux exemples sont montrés :
1) un pion crée un rayon δ en traversant WF2, tous deux sont détectés par WF1
2) un pion subit une diffusion nucléaire inélastique entre la cible et WF2.

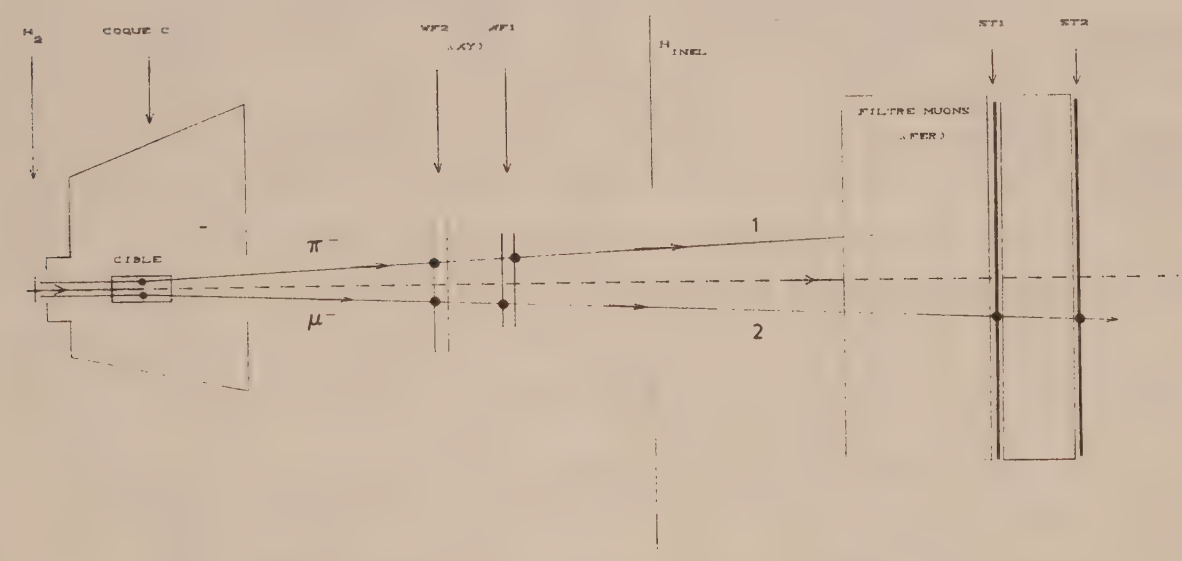



Figure II, 4 h): Deux événements, un pion (1), un muon (2), avec une inefficacité de plusieurs plans de fils. Ces événements *pathologiques* ne sont pas histogrammés
1) pion avec les plans de fils YF2 et XF1 absents
2) muon avec les plans de fils YF2 et YF1 absents.

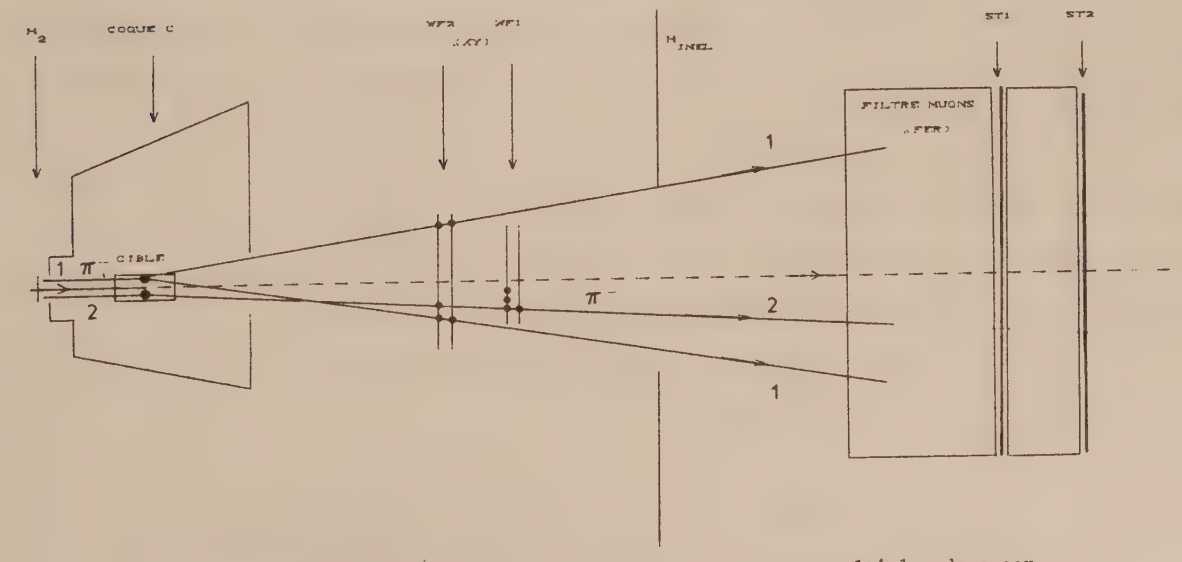



Figure II, 4 i): Deux événements pions, combinant des traces multiples dans certains plans de fils et une absence de digitisation sur d'autres. Ces événements *pathologiques* ne sont pas histogrammés.
1) Traces multiples détectées seulement par la chambre WF2
2) pion sans digitisation dans le plan YF2, et plusieurs fils ont répondu dans le plan XF1 (rayon δ local).

Dans ce tableau, $t_c$ correspond à la coupure angulaire du cycle court, et vaut $\sim 4\ 10^{-4}$ GeV$^2/c^2$ tandis que $t_o \sim 2\ 10^{-2}$. Les événements caractérisés par $t_c < t < t_o$ iront remplir l'histogramme *coulombien*, la diffusion coulombienne des pions dans la cible dominant la diffusion nucléaire pour $t \sim 10^{-3}$ GeV$^2/c^2$; par opposition, la région du moment transféré $t > t_o$ s'appelera *nucléaire*.

d) Pour la même topologie que la classe précédente mais un angle de diffusion dans la coupure du cycle court ($t < t_c$) ce *candidat diffusé* est un pion incident transmis et est histogrammé sur 30 pas en impulsion en *récupérés faisceau* . Ces pions correspondent à une inefficacité simple ou complète de WF1 dans la région du faisceau incident; nous comptons séparément, en plus, les cas XF1 et YF1 absents, ces compteurs fournissant en ligne, l'ordre de grandeur des inefficacités des plans de WF1.

e) Une trace de muon (ST1 ∩ ST2) (figure II, 4, e)) est vue dans les chambres à fils de transmission WF1 et WF2. Pour les muons vérifiant la contrainte de cible (figure II, 4, f)) (définie pour les pions en b)) on réalise un histogramme angulaire, ceux ayant déclenché, en plus, l'hodoscope *inélastique* étant seulement comptés.Les muons associés avec une inefficacité de la chambre à fils WF1 et dans la coupure cycle court ($t < t_c$) sont, comme les pions, comptés dans l'histogramme *récupérés faisceau*.

Nous illustrons maintenant, sur cette figure (II,4) les catégories d'événements *pathologiques* qui sont comptés pendant l'acquisition des données.

f) Les pions et muons *hors cible* rejetés par la contrainte de cible, définie pour les classes b) et c) et illustrée sur les figures(II,4,b)) et (II, 4, f)).

g) Des traces multiples sont vues dans les compteurs de transmission WF1 et WF2; (fig. II, 4 g)). Une trace multiple sur un plan est définie par deux fils non adjacents touchés ou au moins trois fils touchés. Une telle multiplicité détectée sur un seul des quatre plans de transmission suffit à définir l'événement comme *pathologique*.

h) Plusieurs compteurs de transmission sont absents (fig. (II,4 h)). Nous avons ainsi différents types d'événements *pathologiques* correspondant aux différentes combinaisons de plans de fils absents, dont certaines sont comptées séparément en ligne (XF1 ∩ XF2 absents par exemple).

i) Des traces multiples sur certains plans de fils, pas de digitisation sur d'autres (fig. II, 4, i)).

II-3 : DONNEES BRUTES

A une impulsion nominale p, les données brutes se composent de 10 histogrammes, $\sim$ 20 compteurs et $\sim 10^5$ événements *pathologiques* non traités en ligne. Nous avons défini au paragraphe précédent les divers histogrammes réalisés en ligne par le micro-programme d'acquisition; nous les rappelons dans le tableau ci-dessous, en indiquant le cycle dans lequel ils ont été fabriqués.

| CYCLE DU PROGRAMME | VARIABLE | PARTICULE RECONNUE | NOM DE L'HISTOGRAMME | UTILITE |
|---|---|---|---|---|
| Cycle mi-long | $\frac{\Delta p}{p}$ | Pion | Echantillon $\pi^-$ $H_i^\pi$ | Dénominateur de $\sigma_{tot}$ |
| | $\frac{\Delta p}{p}$ | Muon | Echantillon $\mu^-$ $H_i^\mu$ | "Punch thru" |
| Cycle long | $\frac{\Delta p}{p}$ | Pion | Hors acceptance $H_{ha}$ | Numérateur $\sigma_{tot}$ |
| | $\frac{\Delta p}{p}$ | Pion et muon | Récupérés faisceau $H_{nf}$ | Contrôle |
| | $\frac{\Delta p}{p}$ | Pion | Coulombien $H_c$ | Contrôle |
| | $\frac{\Delta p}{p}$ | Pion | Nucléaire $H_n$ | Numérateur de $\sigma_{tot}$ |
| | $\Theta^2$ | Pion | Coulombien | Correction $\sigma_{tot}$ intégrée |
| | $\Theta^2$ | Pion | Nucléaire | et calcul $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ |
| | $\Theta^2$ | Muon | $\mu^-$ cycle long | Normalisation $\sigma_{tot}$ |
| | $\Theta^2$ | Pion | Inélastiques | Correction $\sigma_{tot}$ intégrée |

Tableau (II,2) : *RECAPITULATIF DES 10 HISTOGRAMMES REALISES EN LIGNE PAR LE μ77.*

## HISTOGRAMMES EN IMPULSION $(\frac{\Delta p}{p})$

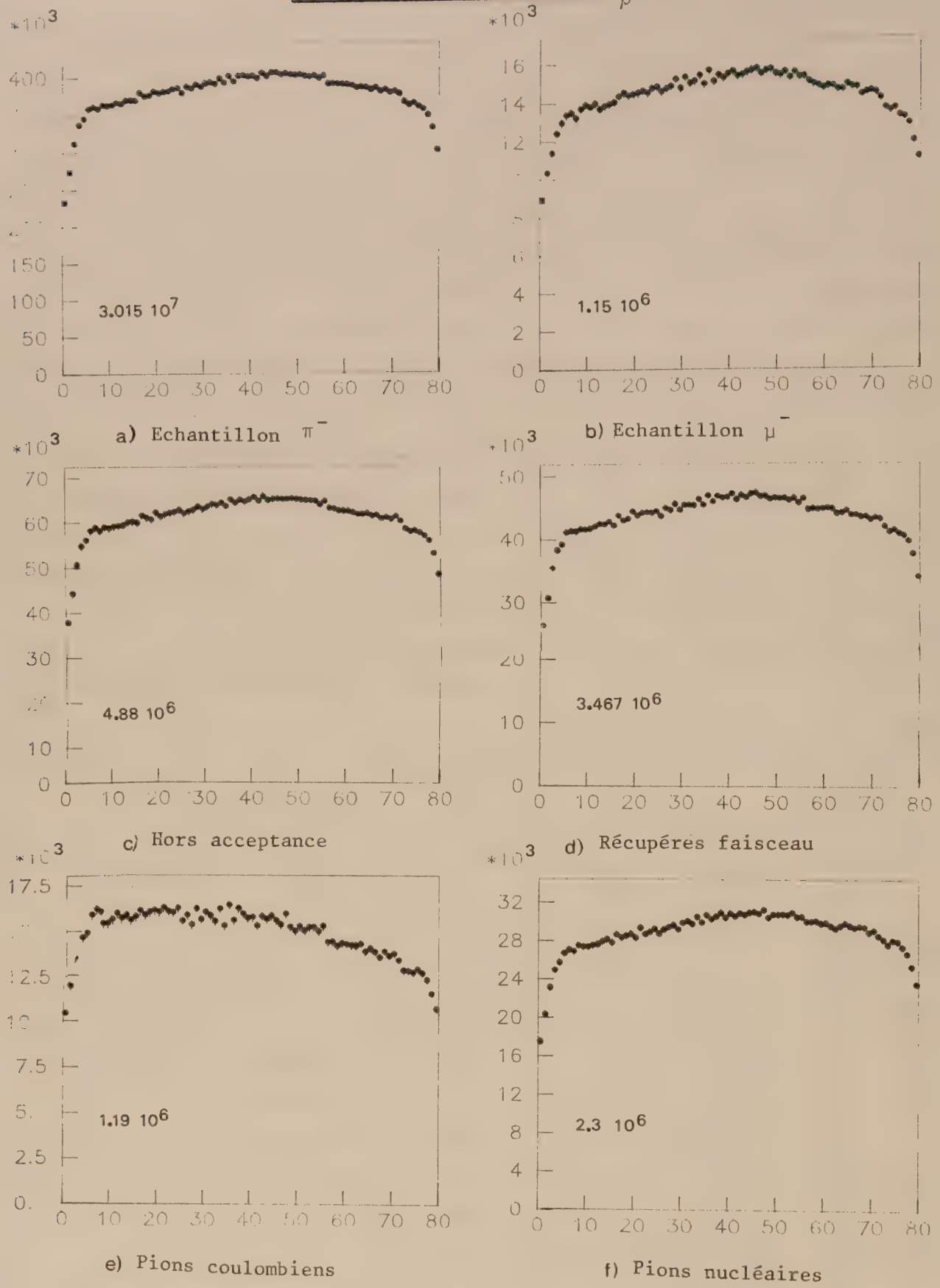



**Figure II, 5** : *HISTOGRAMMES EN $\frac{\Delta p}{p}$ REALISES EN LIGNE, A CHAQUE IMPULSION NOMINALE p, PAR LE MICRO-ORDINATEUR.* Les chiffres indiquent le contenu de ces histogrammes. La distribution en impulsion des $\pi^-$ du faisceau est fournie par l'histogramme de l'échantillonnage (a)). En première approximation ($\sim$ 90%) le numérateur des 80 $\sigma_{tot}$ mesurées dans une prise de données est la somme des $\pi^-$ hors acceptance et $\pi^-$ nucléaires (f)). Les autres histogrammes ont été définis au paragraphe précédent.

Nous montrons dans ce paragraphe, les diverses données brutes obtenues pour une des 112 prises de données (impulsion nominale de 3.685 GeV/c, cible pleine).

*Histogrammes en* $\frac{\Delta p}{p}$; Les 6 histogrammes en impulsion, sont représentés sur la figure (II,5), l'erreur statistique sur le contenu de chaque pas dessinée n'étant visible que pour certains d'entre eux seulement ( b) et c)); le nombre indiqué sur chaque histogramme est la somme des contenus des 80 pas de largeur en $\Delta p/p = 5\ 10^{-4}$ (ch II, § 2).

Comme le montre ces distributions en impulsion (fig. II,5), la grande acceptance (± 2% autour de p) en impulsion de notre spectromètre focalisant possède la propriété agréable d'être uniforme (excepté pour 2 ou 3 pas extrêmes de l'intervalle). Rappelons (§ précédent) que les particules d'impulsion non comprise dans cet intervalle de ± 2%, sont rejetées par notre cycle *mi-long*. Nous ne voyons donc pas, sur ces histogrammes, l'effet complet de perte d'acceptance dûe au spectromètre. L'uniformité de cette acceptance en impulsion, permet de simplifier l'analyse de nos données, aussi bien pour la recherche des résonances étroites que pour les corrections des $\sigma_{tot}$; dans ces deux types d'analyse, nous ne serons pas obligés de tenir compte comme nous l'avons effectivement fait (for. (I, 16)) de poids statistiques différents à attribuer aux 80 $\sigma_{tot}$ mesurées dans une même prise de données.

Remarquons que la distribution de *l'échantillon* $\pi^-$ du faisceau (fig. II,5 a)) présente quelques petites discontinuités de l'ordre de 1% qui ne sont pas explicables par de simples fluctuations statistiques (erreur sur un pas est $\sim 1.5\ 10^{-3}$). Cet effet de cassure sur les distributions en impulsion (moins visibles sur certains autres histogrammes car les erreurs statistiques sont $\sim 5\ 10^{-3}$), est lié au calcul de l'impulsion dans le micro-ordinateur, avec des nombres entiers. Avec la formule $\Delta p/p = \sum_{i=1}^{3} \alpha_i\ x_i$ (I,10) où $\alpha_i$ et $x_i$ sont des valeurs entières, certaines combinaisons de numéros de fils $X_1$, $X_2$ et $X_3$ conduisent à une valeur entière de $\Delta p/p$ histogrammée dans un pas adjacent à celui que l'on aurait trouvé en effectuant le même calcul avec des nombres réels. Pour nos mesures, cet effet pourrait avoir les conséquences fâcheuses suivantes que nous discutons :

- une résonance étroite, contenue dans un pas en $\Delta p/p$ pourrait être estompée par ce transfert d'événements au pas adjacent; cet effet reste inférieur à celui lié à la résolution que nous avons étudiée au chapitre I.
- de faibles cassures de la $\sigma_{tot}$, en fonction de l'impulsion pourraient rester apparentes quand on effectue le rapport des pions diffusés aux pions incidents; le traitement identique, par le cycle mi-long (§ précédent) des *candidats diffusés* et de l'échantillon du faisceau doit en fait introduire les mêmes structures arithmétiques dans l'histogramme des pions diffusés (fig. II,5, c) e)); la vérification de la disparition de ces structures sera effectuée en détail au chapitre III.

A chaque prise de données la statistique totale des particules incidentes analysées est fixée à $\sim 2.5\ 10^8$ pions correspondant à une erreur statistique relative de la $\sigma_{tot}$ de $\sim 3\ 10^{-3}$ par pas de $\frac{\Delta p}{p} = 5\ 10^{-4}$. Le nombre effectif de particules traitées en ligne est de l'ordre de $4.4\ 10^8$ quand on tient compte des différents taux de rejets effectués dans les cycles *court et mi-long*, ainsi que du taux de muons. Nous fournissons des chiffres détaillés dans le tableau ci-dessous.

| CATEGORIES D'EVENEMENTS | STATISTIQUE | TEMPS MOYEN |
|---|---|---|
| Evénéments encodés et rejetés par S.Y. | $\sim 10^8$ | 1 µs |
| Particules analysées par le cycle court | $\sim 2.5\ 10^8$ | 3.6 µs |
| Particules rejetées par le cycle mi-long | $\sim .27\ 10^8$ | 8 µs |
| Pions et muons de l'échantillon histogrammés par le cycle mi-long | $\sim .31\ 10^8$ | 15 µs |
| Pions et muons comptés ou histogrammés dans le cycle long | $\sim .16\ 10^8$ | 40 µs |
| Total des événements encodés en une prise de données cible pleine ($\sim$ 8 heures) | $\sim 4.4\ 10^8$ | |
| Total 56 prises de données cible pleine | $\sim 2.5\ 10^{10}$ | |
| " " " cible vide | $\sim .7\ 10^{10}$ | |

Tableau II,3 : *RESUME POUR UNE PRISE DE DONNEES TYPIQUE DU NOMBRE d'EVENEMENTS TRAITES DANS CHAQUE CYCLE DU MICRO-PROGRAMME D'ANALYSE EN LIGNE, LE TEMPS MOYEN DE LA DUREE DU TRAITEMENT ETANT INDIQUE EN CORRESPONDANCE;* 1'analyse des rejets S.Y. se réduit à un contrôle du bon fonctionnement des détecteurs de faisceau et du codage des numéros de fils.

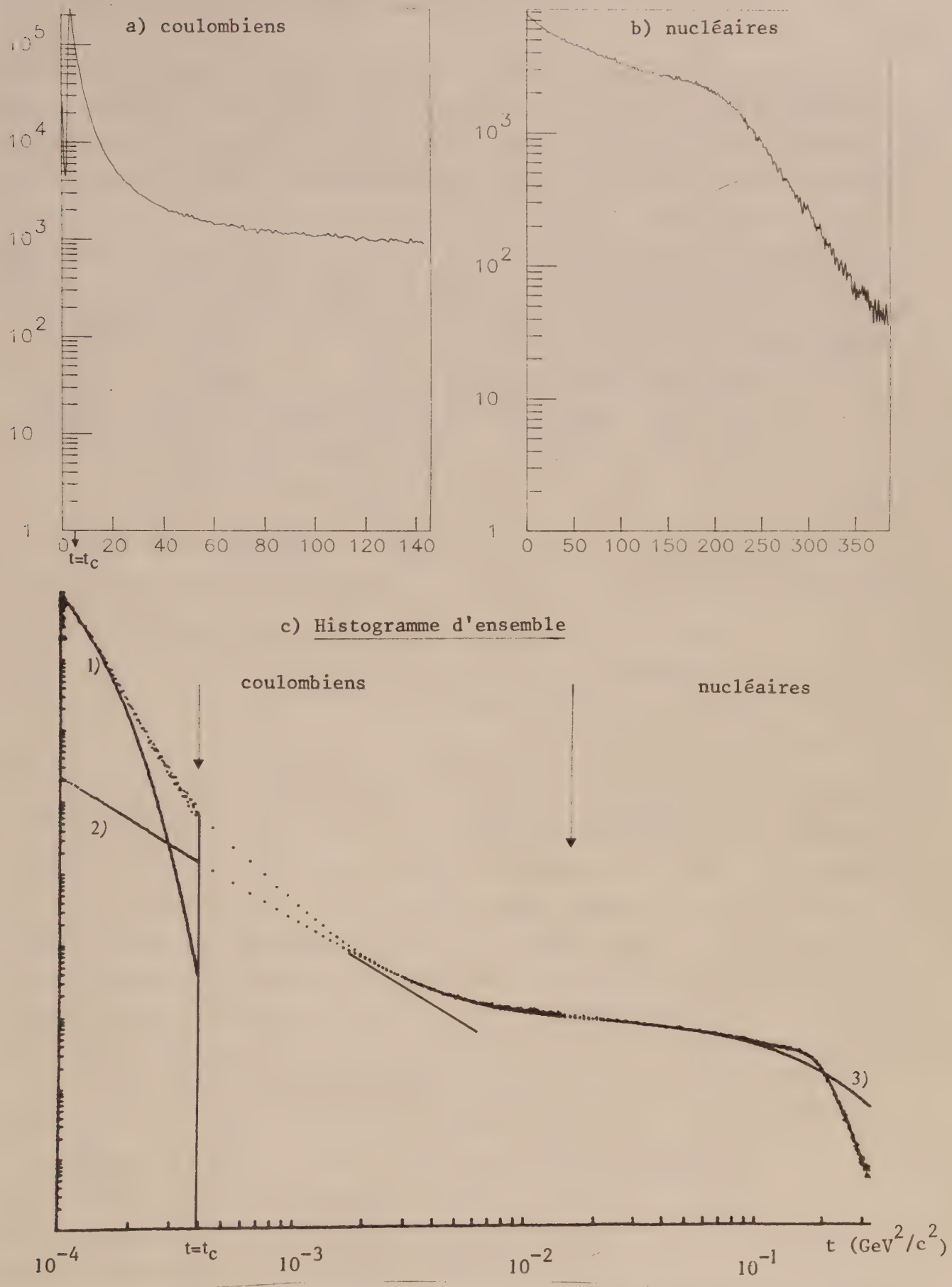



**Figure II, 6:** *HISTOGRAMMES DE SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE ELASTIQUE* $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ *DES* $\pi^-$ *SEPAREE EN COULOMBIENS a) et NUCLEAIRES b) (§ précédent);* L'effet de perte d'acceptance de la chambre à fils WF2 et visible sur l'histogramme des nucléaires b). Ces deux histogrammes a) et b) sont regroupés c) à la même échelle avec l'histogramme des pions de moment transféré $t < t_c$ (coupure du cycle court); ce dernier est obtenu lors d'une prise de données spéciale. Les courbes théoriques numérotées sur la figure c) représentent

1) La diffusion coulombienne multiple
2) La diffusion coulombienne simple
3) La diffusion nucléaire.

Ces données brutes sont directement utilisables pour obtenir le taux de diffusions nucléaires dans la région $t \lesssim 10^{-2}$ GeV/c$^2$.

*Histogrammes angulaires* : La figure (II,6) montre les histogrammes des pions élastiques *coulombiens* (a)) et *nucléaires* (b)) représentés ensemble à la même échelle sur la figure (II, 6, c)). Cette dernière représente aussi l'histogramme angulaire des pions dont l'angle de diffusion après passage dans la cible est plus petit que celui de la coupure du cycle court $t < t_c \simeq 4\ 10^{-4} GeV^2/c^2$. Les pions de cet histogramme ($t < t_c$) obtenu lors d'une prise de données spéciale ne sont pas histogrammés pendant les mesures de $\sigma_{tot}$ (Fig. II, 2), comme nous le voyons sur l'histogramme des $\pi^-$ *coulombiens* (Fig. (II, 6) a)). Cette figure d'ensemble (II, 6 c)) nous montre :

- L'adaptation des histogrammes angulaires aux différentes régions de la diffusion élastique des $\pi^-$ dans la région de moment transféré $10^{-4} < t \lesssim 2\ 10^{-1}$; la décroissance observée pour $t > 2\ 10^{-1}\ GeV^2/c^2$ est due à la perte d'acceptance de la chambre à fils WF2.

- la comparaison de cet histogramme brut avec les courbes théoriques de ces différents types de diffusion, à savoir :
  1) la diffusion coulombienne multiple, dont l'écart observable pour $2\ 10^{-4} < t \lesssim t_c$ est dû à la diffusion coulombienne plurale
  2) La diffusion coulombienne simple
  3) La diffusion nucléaire.

Les faibles écarts entre ces deux dernières courbes et les histogrammes *coulombiens* et *nucléaires* sont dûs principalement aux effets de cible vide (constituée essentiellement de $^{12}C$) que nous n'avons pas soustraite ici. Nous voyons donc que les valeurs des sections efficaces différentielles brutes sont du même ordre de grandeur (à $\sim$ 20% près) que celles attendues. Ceci a comme conséquence, en particulier, que les données brutes de section efficace nucléaire élastique sont directement utilisables pour obtenir (par extropolation) le taux de diffusions nucléaires dans l'acceptance de moment transféré $t \lesssim 10^{-2}\ GeV^2/c^2$, cette quantité constituant une correction non négligeable de la $\sigma_{tot}$. Soulignons que cette bonne mesure des $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ élastiques (sur $\sim$ 7 ordres de grandeur) repose sur les deux faits suivants:

- la surefficacité des compteurs WF1 et WF2, liée à l'électronique de lecture, a été réduite à un taux très faible de l'ordre de $10^{-5}$; de même l'inefficacité de ces détecteurs est du même ordre de grandeur, pour un flux incident de l'ordre de $3\ 10^5$ particules/s réparties sur quelques fils.

- nous avons éliminé en ligne, dans le *cycle long*, la contamination due aux muons et pions *inélastiques* pour lesquels nous avons réalisé séparément deux histogrammes (fig. II, 7) que nous discutons maintenant.

L'histogramme angulaire des muons ($\mu^-$ *cycle long*, fig. II,7 a)) est constitué de muons issus de désintégrations de $\pi^-$ du faisceau. La forme de cet histogramme s'explique à partir de la distribution angulaire habituelle de désintégration $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}$, quand on considère que le micro-ordinateur mesure un angle apparent d'émission, variant avec l'abscisse en Z (axe optique), de la désintégration. Nous étudierons en détail cette distribution au chapitre IV. La flèche tracée sur cet histogramme (fig. II, 7 a)), indique l'angle apparent maximum théorique ($\theta^2_{max}$) d'émission de muons, au-delà duquel on ne s'attend plus à trouver d'événements provenant de telles désintégrations de $\pi^-$ du faisceau. Nous discuterons aussi au chapitre IV la composition des événements mesurés avec $\theta^2 > \theta^2_{max}$.

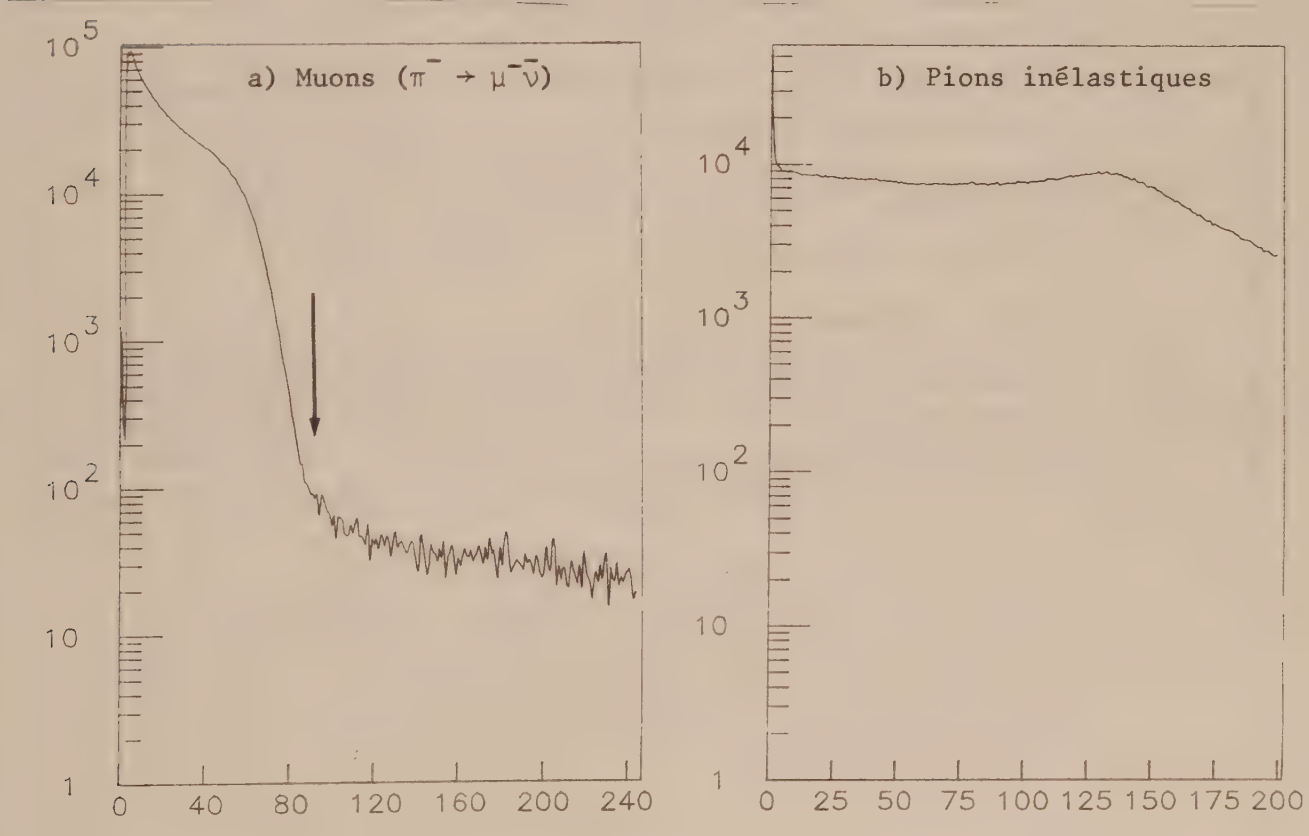



Figure (II, 7) : *HISTOGRAMMES ANGULAIRES DES MUONS a) et PIONS INELASTIQUES b)*: La flèche de la figure a) indique l'angle maximum apparent d'émission des muons par la désintégration des $\pi^-$ du faisceau.

| N° | COMPTEURS D'EVENEMENTS PATHOLOGIQUES | UTILITE |
|---|---|---|
| 1 | XF1 et XF2 absents | Contrôle inefficacités et surefficacités |
| 2 | XF1 et YF2 absents | |
| 3 | YF1 et YF2 absents | |
| 4 | YF1 et XF2 absents | |
| 5 | XF2 absent | |
| 6 | YF1 absent | $\Theta_x^{WF2}$ et $\Theta_y^{WF2}$ dans la coupure du cycle court |
| 7 | XF1 multiple | |
| 8 | YF1 multiple | |
| 9 | XF1 et YF1 multiples | |
| 10 | XF2 absent | $\Theta_x^{WF1}$ et $\Theta_y^{WF1}$ hors coupure cycle court |
| 11 | YF2 absent | |
| 12 | WF2 absent | |
| 13 | WF1 absent YF2 multiple | Correction $\sigma_{tot}$ |
| 14 | WF1 absent XF2 multiple | |
| 15 | WF1 absent WF2 multiple | |
| 16 | autres événements pathologiques | |
| 17 | Pions inélastiques hors-acceptance | Inefficacité |
| 18 | Muons inélastiques | Correction $\sigma_{tot}$ |

Tableau (II,4) : *COMPTEURS DES EVENEMENTS PATHOLOGIQUES.*

Les plans de fils qui ne sont pas indiqués dans la définition du compteur ont une trace détectée et une seule. Le compteur 17 mesure l'inefficacité du déclenchement *inélastique*; le n° 18 sera étudié au chapitre IV.

Sur l'histogramme des pions *inélastiques* figure (II,7, b)), l'effet de coupure du cycle court n'est pas apparent car le pas de cet histogramme est 16 fois plus gros que celui des $\pi^-$ *coulombiens* (fig. II, 6, a)). Le pic que nous apercevons pour les petits $\theta^2$ est constitué de pions *coulombiens* élastiques ayant déclenché par interaction secondaire (rayon $\delta$ émis) l'hodoscope $H_{inel}$ ou la coque C, (fig. I,1). Sur cet histogramme des pions inélastiques, nous observons une augmentation de leur distribution avec $\theta^2$, suivie d'une diminution correspondant à la perte d'acceptance de la chambre à fils WF2. Cette remontée est dûe à la détection par la coque C de la cible d'hydrogène (fig. I, 1) des protons de recul de la diffusion élastique $\pi^- p$; quand ces derniers sont suffisamment énergétiques, ils peuvent traverser la cible et sa gaine de cuivre et déclencher cet hodoscope C.

*Compteurs* : Ils sont remplis par tous les événements *pathologiques* qui ne sont pas histogrammés dans le *cycle long*; ces compteurs se classent principalement en deux catégories, représentant (Table II, 4) :

- les inefficacités ou surefficacités des chambres à fils WF1 et WF2; ces comptages sont en partie utilisés en ligne pour la surveillance du fonctionnement de ces détecteurs.
- les événements *pathologiques* qui entrent dans la correction du numérateur de la $\sigma_{tot}$. Ces comptages permettent de mesurer la variation du taux de ces événements pendant les mesures de $\sigma_{tot}$ et d'établir, à partir de l'analyse des evenements enregistres, la correction recherchée.

*Les événements pathologiques* enregistrés sur bande magnétique ($\sim 10^5$)
Pour l'analyse hors-ligne, ces événements sont repérés par un couple d'indices (i,j) décrivant la topologie des traces dans les chambres à fils WF1 et WF2; les différentes topologies sont obtenues en combinant, pour ces quatre plans de fils, les possibilités de traces manquantes, simples ou multiples. Cette classification se met sous la forme d'une matrice triangulaire dont nous donnons un exemple ci-dessous.

Figure (II, 8) : TAUX ($\times 10^4$) D'EVENEMENTS PATHOLOGIQUES CLASSES SUIVANT LA TOPOLOGIE DES TRACES VUES PAR LES CHAMBRES A FILS. LA NUMERATION DE 0 A 15 CORRESPOND AU CODAGE BINAIRE SUIVANT :

| (H et V) | XF1 | YF1 | XF2 | YF2 |
|---|---|---|---|---|
| | 0/1 | 0/1 | 0/1 | 0/1 |

avec :

Horizontalement H : { 0 = pas de trace ; 1 = 1 seule trace }

Verticalement V : { 0 = 1 seule trace ; 1 = plusieurs traces }

Exemples : (15, 0) : Evénements hors cible (fig. (II, 4), b), f))

( 3, 3) : Evénements sans trace dans WF1 et avec traces multiples dans WF2 (fig. (II, 4) i)).

| V \ H | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 15 | | | | | | | | | | | | | | | | 27.8 |
| 14 | | | | | | | | | | | | | | | | 5.14 |
| 13 | | | | | | | | | | | | | | | | 4.01 |
| 12 | | | | | | | | | | | | | 2.18 | 1.2 | .81 | 6.06 |
| 11 | | | | | | | | | | | | | | | | 3.82 |
| 10 | | | | | | | | | | | | | | | | 1.62 |
| 9 | | | | | | | | | | | | | | | | 2.06 |
| 8 | | | | | | | | | .29 | .18 | 1.16 | 1.1 | .45 | .7 | .28 | 5.21 |
| 7 | | | | | | | | | | | | | | | | 4.3 |
| 6 | | | | | | | | | | | | | | | | 1.77 |
| 5 | | | | | | | | | | | | | | | | 2.36 |
| 4 | | | | | .48 | 1.75 | | .86 | | | | | | | .6 | 6.23 |
| 3 | | | | 10. | | | | .44 | | | | | | | | 11.1 |
| 2 | | | | 3.21 | | | | .45 | | | | | | | | 4.28 |
| 1 | | | | 4.3 | | .51 | | .4 | | | | | | | | 7.5 |
| 0 | | | | | 1.3 | 10.6 | .48 | .21 | 1.06 | 1.1 | 7.86 | .44 | .23 | .96 | .75 | 7.1 |

# CHAPITRE III

Notre principe de détection de résonances étroites, consiste à mesurer leur $\sigma_{tot}$ (ou fonction d'excitation) sans se soucier des erreurs systématiques différentes d'une prise de données à l'autre; nous allons voir que cette fonction d'excitation est fournie par nos données brutes, sans même soustraire l'effet de cible vide (si nous détectons une résonance, il sera toujours temps de vérifier qu'elle n'est pas dûe à la diffusion sur les atomes de $^{12}C$ de la cible vide !). Par contre, à l'intérieur d'une même prise de données, il est important de s'assurer que nous n'avons pas d'oscillations systématiques de cette fonction d'excitation. Nous rencontrerons (§ 1) une première difficulté liée à l'apparition dans nos données d'une courbure (flèche maximum $\sim$ 1%) liée à un effet d'inefficacité locale des détecteurs WF1 et WF2. Nous avons la chance de pouvoir soustraire cet effet, pour toutes les prises de données à l'aide d'une formule parabolique représentant la $\sigma_{tot}$ moyenne. Dans le paragraphe suivant (§ 2), nous cherchons à mettre en évidence avec un haut niveau de précision d'autres formes d'oscillations systématiques possibles dans l'histogramme des fluctuations des $\sigma^i_{tot}$ par rapport à cette estimation parabolique. Après ces deux paragraphes, qui répondent aux hypothèses faites au chapitre I(§ 3) pour le calcul des domaines de détection des résonances, nous recherchons ces dernières au paragraphe 3.

## III.1 : ESTIMATION DE LA $\sigma_{tot}$ MOYENNE.

*Fonction d'excitation brute* : Les 80 points de mesure par prise de données s'obtiennent aisément à partir des histogrammes $H^{\pi}_i$, $H_{ha}$ et $H_n$, définies dans le tableau (I,2) (chap. II, § 3) en effectuant les rapports suivants :

$$\sigma^i_{tot} = \frac{1}{k}\left(\frac{H_{ha} + H_n}{H^{\pi}_i}\right)^i \quad , (i = 1,80) \qquad (II,1)$$

où $\frac{1}{k}$ désigne le taux d'échantillonnage (chap. II, § 2); comme nous ne nous intéressons pas à la normalisation exacte de la fonction d'excitation $\sigma^i_{tot}$, nous avons utilisé pour plus de simplicité, la formule approchée du type (I,6).

*Estimation* $<\sigma_{tot}>$ : Nous cherchons l'estimateur de la $\sigma_{tot}$ moyenne que nous avons choisi de représenter comme un développement en polynômes orthogonaux de Legendre :

$$\sigma_{tot}(x) = \sum_{\ell=1}^{n} \sqrt{\ell+1/2}\ \alpha_\ell\ P_\ell(x) \qquad \text{(III,2)}$$

Pour des erreurs statistiques, $\sigma^2(\sigma^i_{tot})$, constantes, la méthode de minimum de $\chi^2$ étant équivalente à celle des moments, nous écrivons directement :

$$\alpha_\ell = \sqrt{\ell+1/2} \int_{-1}^{+1} \sigma_{tot}(x)\ P_\ell(x)dx \qquad \text{(III,3)}.$$

L'estimateur $\overline{\alpha_\ell}$ de $\alpha_\ell$ s'obtient donc en estimant l'intégrale (III,3); au premier ordre, nous aurons :

$$\overline{\alpha_\ell} = \sqrt{\ell+\frac{1}{2}} \sum_{i=1}^{80} \sigma^i_{tot} \int_{x_i-\frac{h}{2}}^{x_i+\frac{h}{2}} P_\ell(x)dx \qquad \text{(III,4)}$$

où h désigne le pas constant de l'intégration. L'intégrale figurant au membre de droite de (III,4) est calculée en utilisant la formule de Simpson

$$\int_{x_i-\frac{h}{2}}^{x_i+\frac{h}{2}} P_\ell(x)dx = \frac{h}{3}\left[P_\ell(x_i+\frac{h}{2}) + P_\ell(x_i-\frac{h}{2}) + 4\ P_\ell(x_i)\right] \qquad \text{(III,5)}$$

exacte pour les degrés $0 \leq \ell \leq 2$.

L'erreur statistique de cet estimateur $\overline{\alpha_\ell}$, s'écrit, au premier ordre aussi :

$$\sigma(\alpha_\ell\ \alpha_m) = \delta_{\ell m}\ \sigma^2(\alpha_\ell) =$$

$$= \delta_{\ell m} \sqrt{\ell+\frac{1}{2}}\ \sqrt{m+\frac{1}{2}} \sum_{i=1}^{80} \sigma^2(\sigma^i_{tot})\ P_\ell(x_i)\ P_m(x_i)\ h^2 \qquad \text{(III,6)}$$

Cette erreur $\sigma(\alpha_\ell)$ étant environ 7 fois plus petite que l'erreur statistique par point de mesure, celle de l'estimation $<\sigma_{tot}>$ est négligeable.

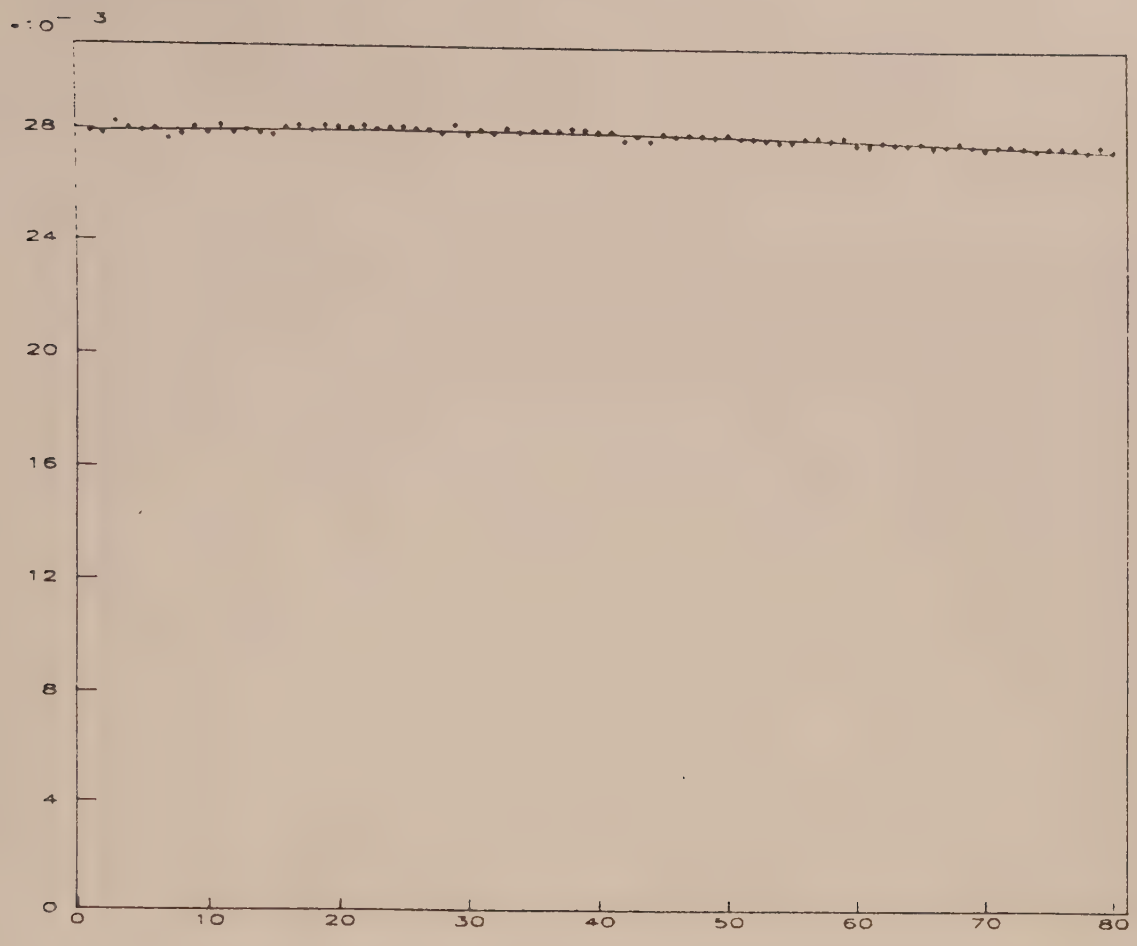



Figure (III,1) : *80 $\sigma_{tot}$ MESUREES A L'IMPULSION NOMINALE DE 14 GeV/c*
Les erreurs statistiques par point (3 $10^{-3}$ en valeur relative) sont indiquées ainsi que la $< \sigma_{tot} >$ obtenue avec la formule parabolique (III, 7); la courbure est de l'ordre de 1% de la $< \sigma_{tot} >$.

*Formule parabolique* : La figure (III,1) montre la fonction d'excitation brute cible pleine (III,1) mesurée à l'impulsion nominale de 14 GeV/c; nous visualisons bien sur cette figure l'ordre de grandeur relatif ($\sim$ 3 $10^{-3}$) des erreurs statistiques. La représentation de ces données par une droite n'étant pas possible (écarts sytématiques non négligeables), nous utilisons la formule parabolique suivante :

$$< \sigma_{tot}(x) > = \sum_{\ell=0}^{2} \sqrt{\ell + 1/2}\ \overline{\alpha_\ell}\ P_\ell(x) \qquad (III,7)$$

Nous avons tracé cette fonction (III, 7) sur la figure (III,1), pour l'impulsion nominale considérée. La formule parabolique (III, 7) sera utilisée à toutes les énergies, les coefficients $\alpha_\ell$ ($\ell \geq 3$) d'ordres supérieurs étant négligeables; nous discuterons au paragraphe suivant de la possibilité d'un effet résiduel systématique des données par rapport à la formule (III, 7).

## COEFFICIENTS $\overline{\alpha_1}$ ET $\overline{\alpha_2}$ DE LA FORMULE PARABOLIQUE

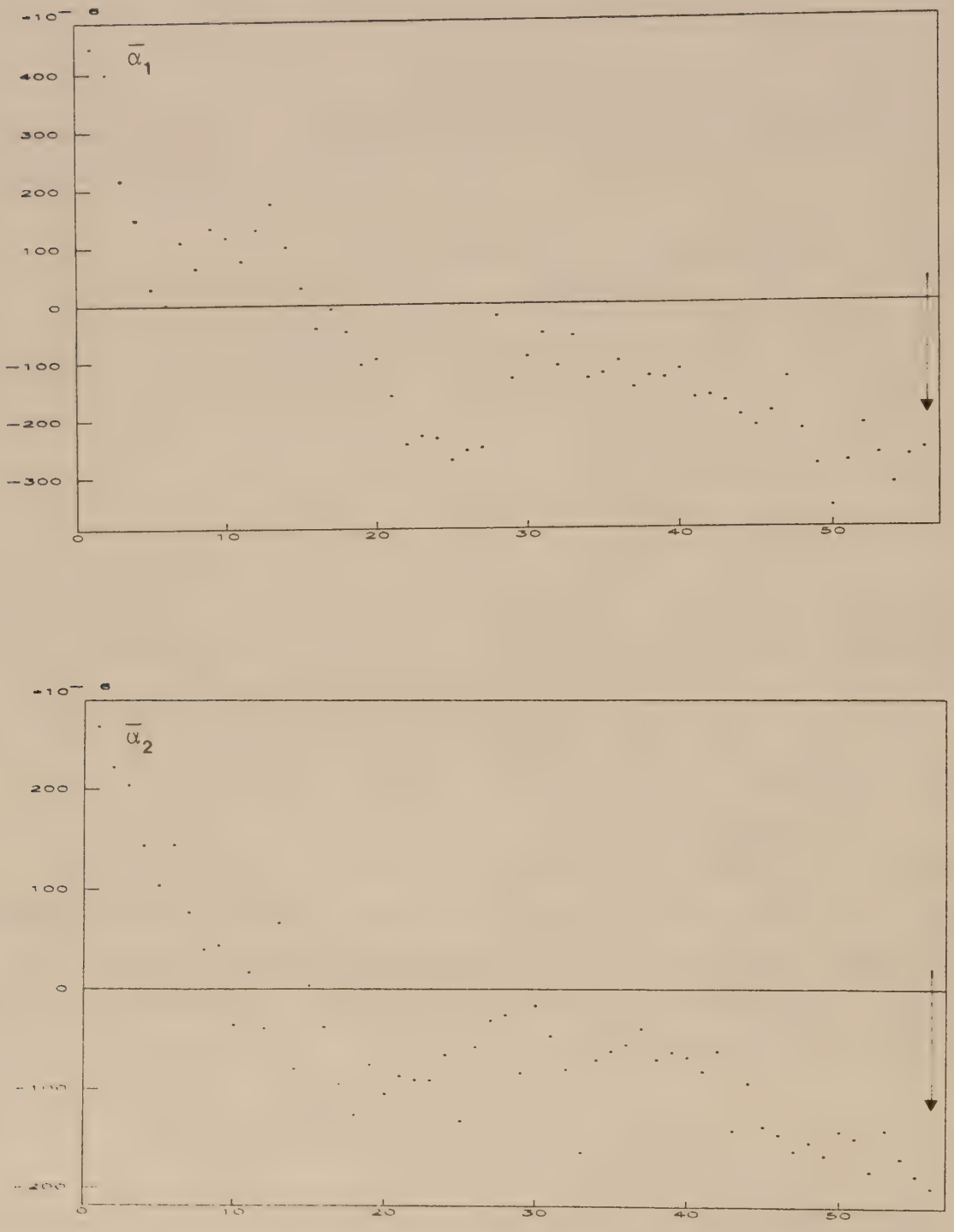



Figure (III,2) : *COEFFICIENTS DE PENTE ET COURBURE POUR LES 56 PRISES DE DONNEES CIBLE PLEINE*: les flèches indiquent ceux correspondants à l'énergie de 14 GeV représentée sur la figure (III,1). La courbure présente sur cette dernière est donc une des plus importantes que nous ayons sur l'ensemble des données.

La courbure indésirable ($\sim$ 1% de la $\sigma_{tot}$) montrée sur la figure (III,1) est une des plus importantes que nous ayons sur l'ensemble des données comme le montre la figure (III,2). Nous y avons représenté (fig. III,2) les coefficients $\overline{\alpha_1}$ (pente) et $\overline{\alpha_2}$ (courbure) pour les 56 prises de données de cible pleine, en indiquant par une flèche ceux correspondants à l'énergie de 14 GeV. Remarquons sur cette figure (III,2) que les valeurs des pentes $\overline{\alpha_1}$ subissent des variations brutales liées à divers effets systématiques. Notre méthode d'évaluation des $\sigma_{tot}$ moyennes à l'aide de la formule parabolique (III,7) ne cherche pas à expliquer ces effets systématiques sur les coefficients $\overline{\alpha_1}$ (elle ne cherche pas plus à expliquer les courbures); elle permet seulement de calculer les fluctuations de la fonction d'excitation, qui nous intéressent pour la recherche des résonances étroites.

La figure (III,3) montre ces résidus

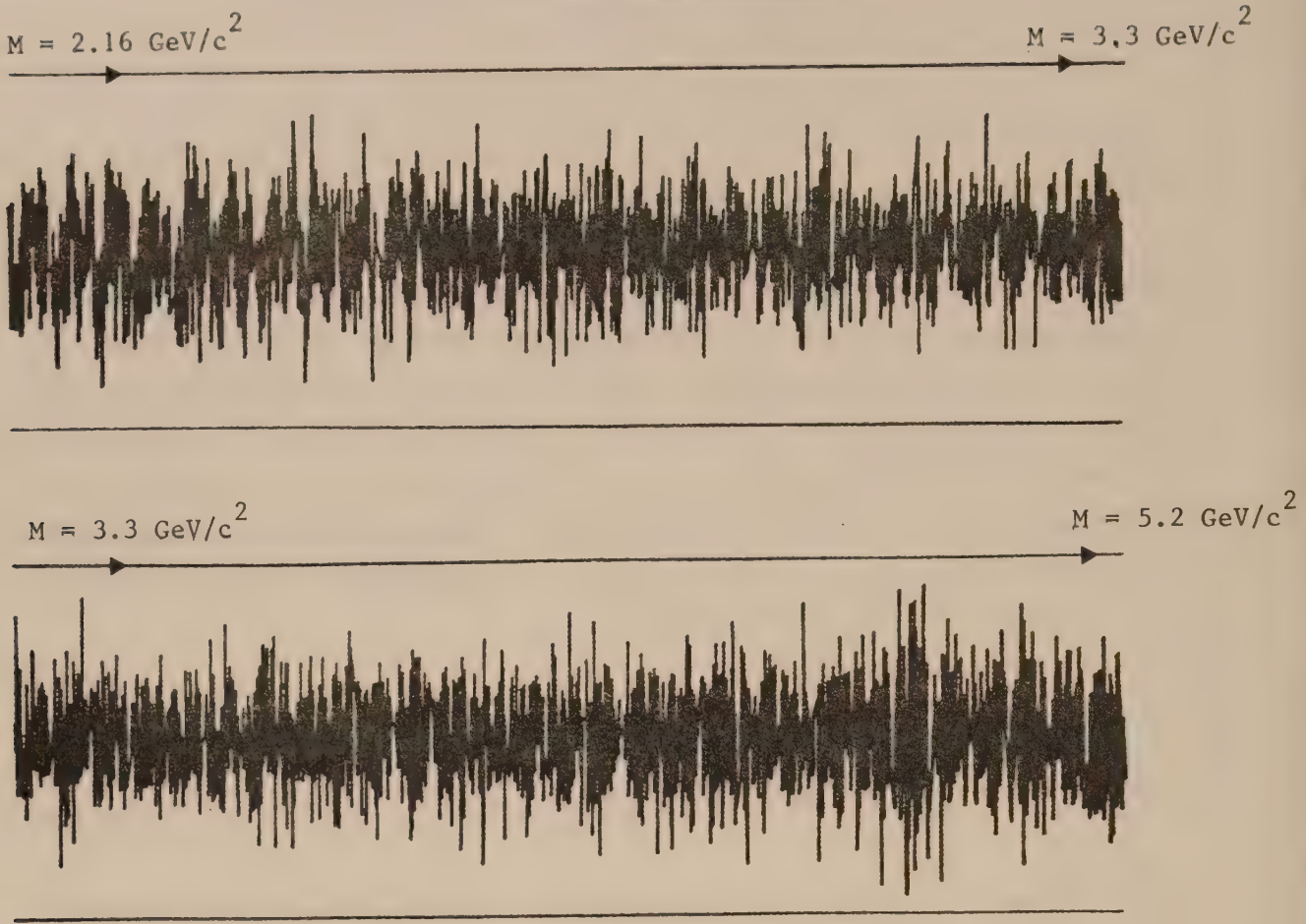
$$y_i = \sigma^i_{tot} - \langle \sigma^i_{tot} \rangle \qquad \text{(III,8)}$$

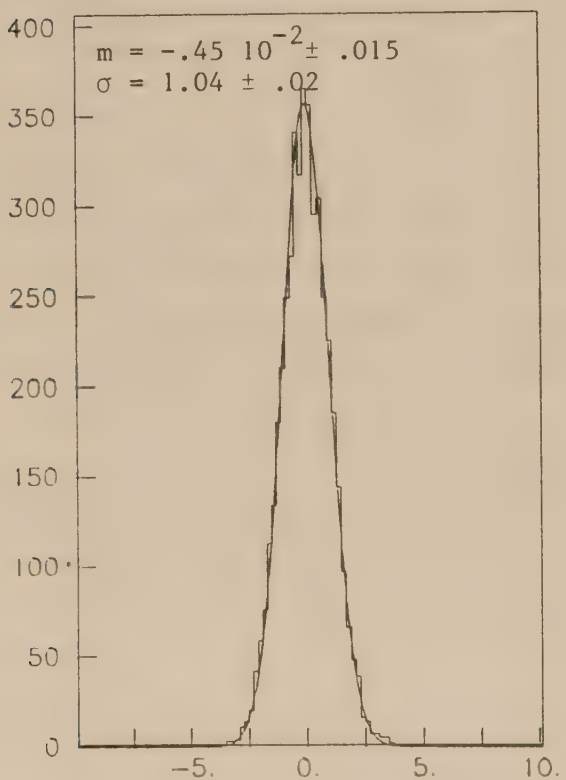
calculés pour l'ensemble de l'expérience, à toutes les valeurs de masse $E_i$. La valeur moyenne et l'écart-type de leur distribution projetée (fig. III, 3,b))

$$m = -.45\ 10^{-2} \pm .015$$
$$\sigma = 1.04 \pm .021$$

sont statistiquement compatibles avec celles de la loi normale $\mathcal{N}(0,1)$ attendue pour les quantités $y_i$(III,8) exprimées en nombre de déviations standart; nous avons dessiné cette fonction $\mathcal{N}(0, 1)$ sur la distribution expérimentale; ces valeurs de m et $\sigma$ montrent donc qu'en moyenne, la formule parabolique (III, 7) représente bien nos données. Cependant cette distribution projetée ne fournit aucune information concernant des biais systématiques résiduels possibles; le propos du paragraphe suivant est d'essayer de mettre évidence de tels effets, par une méthode puissante, à partir de la distribution en fonction de la masse $E_i$ des fluctuations $y_i$(fig. III, 3 a)) plus riche en informations.

a) FLUCTUATIONS $y_i = \sigma^i_{tot} - \langle \sigma^i_{tot} \rangle$




b) Distribution projetée

**Figure III, 3 :**

*RESIDUS $y_i$ POUR L'ENSEMBLE DE L'EXPERIENCE ;*
a) ces fluctuations $y_i$ en fonction de la masse

b) la distribution projetée des quantités $\frac{y_i}{\sigma(\sigma^i_{tot})}$ met de l'écart-type σ de cette distribution sont indiquées avec leurs statistiques. La distribution normale N(0, 1) attendue est représentée.

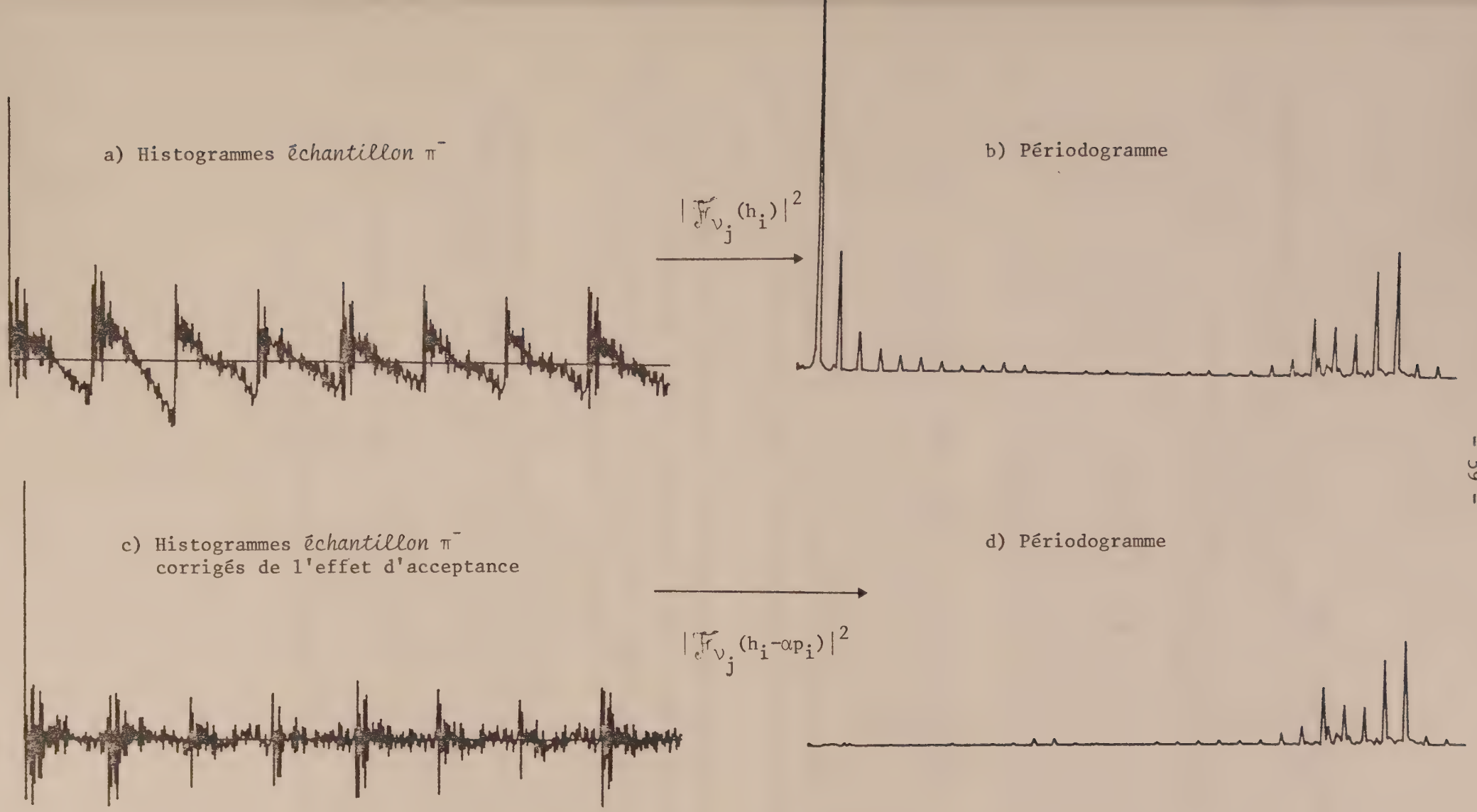





Figure III, 4 : ETUDE, PAR ANALYSE DE FOURIER, DU SPECTRE DES OSCILLATIONS EN $\frac{\Delta p}{p}$ DE L'ECHANTILLON $\pi^-$ DU FAISCEAU POUR 8 PRISES DE DONNEES :
a) et b): les effets d'acceptance du spectromètre et arithmétiques du calcul de $\frac{\Delta p}{p}$ se retrouvent respectivement sur le périodogramme, aux basses et hautes fréquences de la décomposition spectrale
c) et d): la soustraction empirique par une formule linéaire de l'effet d'acceptance élimine les composantes de basses fréquences du périodogramme des histogrammes corrigés.

III.2 : ETUDE DU BRUIT DE FOND

*Méthode*: La méthode employée consiste à effectuer une analyse de Fourier de la distribution des résidus $y_i$ (fig. III, 3, a)). Le $\chi^2$ de ces résidus s'exprime (théorème de Parseval) comme la somme des carrés des composantes de la décomposition spectrale, soit :

$$\chi^2 = \sum_i y_i^2 = \sum_j Y^2(\nu_j)$$

où

$$Y^2(\nu_j) = |\mathcal{F}_{\nu_j}(y_i)|^2 \qquad \text{(III, 9)}$$

L'étude des biais systématiques repose sur les propriétés suivantes de l'histogramme des quantités $Y^2(\nu_j)$, que l'on appelle périodogramme:

- pour des fluctuations uniquement statistiques, il n'existe pas de fréquence d'oscillations $\nu_j$ privilégiées; le périodogramme à l'allure d'une distribution uniformément répartie en moyenne, sur toutes les fréquences. Les fluctuations statistiques sont assimilables à un bruit blanc.
- à une oscillation systématique des quantités $y_i$, de période donnée correspond un pic, dans le périodogramme, à la fréquence correspondante $\nu_j$. Suivant la forme de cette oscillation, nous verrons aussi un effet aux fréquences des harmoniques d'ordres supérieurs.

La puissance de la méthode réside dans les faits suivants :

- nous pouvons mettre en évidence des effets systématiques de faibles amplitudes qui ne sont pas détectables en analysant les prises de données séparément.
- nous étudions la possibilité d'oscillations systématiques sur toute une gamme de fréquences
- les données sont analysées dans leur ensemble.

Nous allons illustrer la méthode, en étudiant les histogrammes en impulsion de l'échantillon $\pi^-$ du faisceau (Tab. (II,2)).

*Histogrammes de l'échantillon $\pi^-$* : Au chapitre II, nous avons discuté l'existence de ruptures dans la distribution de ces histogrammes, liées à un effet arithmétique du calcul de l'impulsion. Il est intéressant d'étudier l'incidence de ces oscillations de hautes fréquences (1 pas en $\frac{\Delta p}{p}$) sur l'allure du périodogramme. La comparaison de ce dernier avec celui des quantités $y_i$, que nous calculerons ci-dessous, montrera dans quelle mesure ces effets arithmétiques ont disparu lors de la procédure de division (for. (III, 1)).

La figure (III, 4, a)) montre ces histogrammes échantillon $\pi^-$ pour 8 prises de données consécutives; nous avons choisi des énergies où cet effet arithmétique est maximum ($\sim$ 10%). Nous voyons sur cette figure en a) une pente moyenne à chaque prise de données dûe à une variation de l'acceptance en impulsion du spectromètre.

Le périodogramme correspondant, dessiné sur la fig. (III, 4, b)), présente les caractéristiques suivantes :

- un pic important à basse fréquence dû aux effets d'acceptance; les harmoniques d'oscillations d'ordres supérieurs sont visibles.
- plusieurs pics à des fréquences élevées correspondant aux effets arithmétiques de courte portée.

L'importance des amplitudes des oscillations systématiques ne permet pas de voir sur ce périodogramme, la répartition moyenne sur toutes les autres fréquences des fluctuations statistiques.

La figure (III, 4, c)) représente les mêmes histogrammes que ceux du a), après soustraction empirique de l'effet d'acceptance par une formule linéaire. Le périodogramme correspondant d) ne présente plus alors que les structures liées aux effets arithmétiques. Après avoir ainsi montré l'efficacité de la méthode de l'analyse de Fourier appliquée à nos données, nous étudions les fluctuations des $\sigma_{tot}$.

*Etude des fluctuations $y_i$* : Plutôt que de calculer le périodogramme correspondant à toute la distribution des $y_i$ (fig. III, 3,a)) nous utilisons la méthode suivante :

- nous divisons nos données en 9 groupes de 6 prises de données et additionnons les 9 périodogrammes correspondants.

Cette procédure permet d'obtenir dans le périodogramme total:

- une amplification des composantes de la décomposition spectrale, pour des fréquences voisines d'oscillations systématiques d'un groupe de données à l'autre
- la répartition uniforme des fluctuations statistiques distribuées elles-mêmes uniformément, mais différemment, dans chaque groupe de données.

Cependant, cette méthode introduit une perte de résolution en fréquence dans le périodogramme final. Toutefois, la partition que nous avons choisie permet de caractériser un bruit blanc par sa distribution uniforme en fréquence représentée sur la figure (III, 5). Cette figure importante nous permet donc d'obtenir les conclusions suivantes concernant les fluctuations des $\sigma_{tot}$ :

- la formule parabolique (III, 7) a éliminé (comparer avec la figure (III, 4,d))) les fréquences les plus basses inférieures à $\nu_c$
  Cette élimination implique que nous ne pouvons pas détecter des résonances dans le domaine de largeur $\Gamma \sim 50$ MeV/$c^2$ correspondant à l'intervalle d'impulsion P ± 2% d'une prise de données.
- les pics de basses fréquences indiquent un écart résiduel systématique par rapport à la formule parabolique. N'oubliant pas que ces effets sont amplifiés, sur le périodogramme, d'un facteur 9, une statistique environ 50 fois supérieure serait donc nécessaire pour les mettre en évidence à l'intérieur d'une prise de données

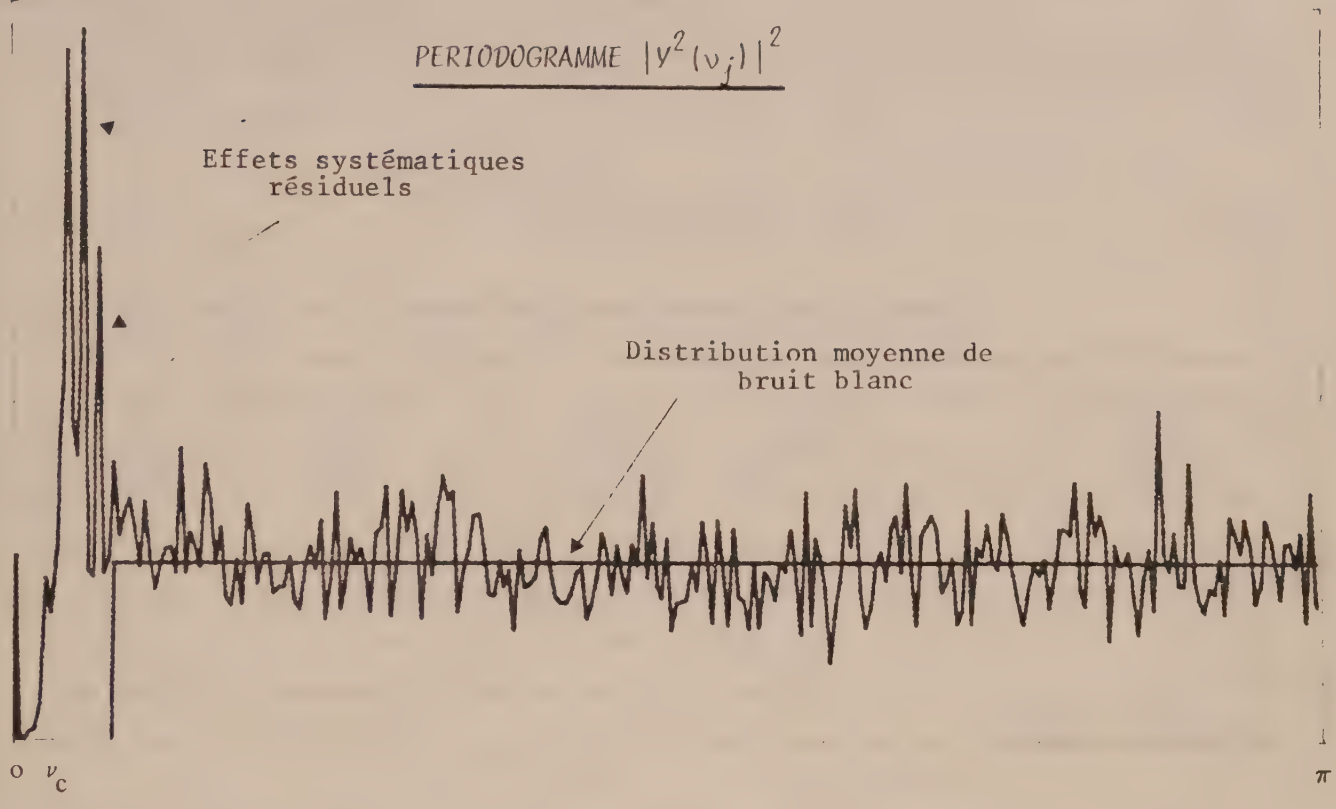



Figure (III, 5): *PERIODOGRAMME DE LA DISTRIBUTION DES RESIDUS* $\sigma_{tot}$ *EN FONCTION DE LA MASSE POUR TOUTES NOS DONNEES*; la soustraction empirique avec la formule parabolique élimine les fréquences inférieures à $\nu_c$; nous sommes donc aveugles aux résonances de largeur $\Gamma \sim 50$ MeV/$c^2$. L'effet systématique résiduel de basses fréquences, étant environ 50 fois plus petit à chaque prise de données, ne nous gêne pas pour rechercher des résonances de largeur 10 MeV/$c^2 \lesssim \Gamma \lesssim$ 20 MeV/$c^2$. Le reste du périodogramme présente l'allure d'une distribution de bruit blanc dont nous avons tracé la valeur moyenne. Aucune fluctuation liée aux effets arithmétiques est apparente dans les données. Les résonances de largeurs variables ($\Gamma \lesssim 10$ MeV/$c^2$) peuvent être recherchées sans aucune restriction.

- les effets arithmétiques de hautes fréquences présents dans les histogrammes de l'échantillon $\pi^-$ (Fig. III, 4 d)) ne se retrouvent pas sur les données de $\sigma_{tot}$ au niveau de 1% des erreurs statistiques. Nous pouvons donc rechercher sans restrictions des résonances de largeur $\Gamma \lesssim 10$ MeV/$c^2$.

III.3 : RECHERCHE DES RESONANCES ETROITES

Au paragraphe (I,3) nous avons calculé les limites des domaines de détection des résonances en supposant le rapport signal/bruit (I, 18bis) constant en fonction des largeurs $\Gamma$ :

$$\frac{\bar{A}}{\sigma(A)} = C^{ste} \qquad \text{(III, 10)}$$

L'étude des deux paragraphes précédents vient de montrer l'existence d'effets systématiques visualisés sur le péridogogramme (III, 5). En particulier, la coupure de basses fréquences $\nu < \nu_c$ implique entre autre que l'amplitude d'une résonance "large" ($\Gamma \gtrsim 20$ h) est coupée par l'ajustement d'une parabole à chaque prise de données; en conséquence le rapport (III, 10) dépend de la largeur de la résonance. Pour calculer cette dépendance qui intervient aussi bien sur la valeur de l'amplitude $\bar{A}$, comme nous venons de l'indiquer, que sur celle de l'erreur (ou bruit) $\sigma(\bar{A})$, nous nous plaçons dans l'espace des fréquences $\nu_j$; cette méthode élégante de calcul est fréquemment utilisée en théorie du signal.

*Signal* : Considérons une résonance de masse $M_j$, de largeur $\Gamma$ et d'amplitude $A_o$; sa distribution discrète (chapitre I, § 3) s'écrit : $y_i = A_o\, p_i(\Gamma, M_j)$; l'estimateur d'amplitude $\bar{A}$ (for.(I, 15)), calculé à une valeur de masse $M_k$ s'écrit donc comme le produit de convolution discret suivant :

$$\bar{A}\,(M_k - M_j) = A_o \sum_i p_i(\Gamma, M_j)\; p_i(\Gamma, M_k)$$

(nous omettons le facteur de normalisation (for. (I, 15))); $\bar{A}$ ne dépend que de la différence $M_k - M_j$ car les quantités $p_i(\Gamma, M_j)$ sont invariantes par translation des valeurs de M. L'expression $\bar{A}(M_k - M_j)$ s'écrit dans l'espace transformé de Fourier comme la somme discrète :

$$\bar{A}\,(M_k - M_j) = A_o \sum_{\nu_j} |q_j|^2 \; e^{+i\,\nu_j (M_k - M_j)} \qquad \text{(III, 11)}$$

où $q_j$ sont les composantes de la décomposition spectrale de $\{p_i(\Gamma)\}$; pour des largeurs $\Gamma \gg h$ et $\sigma(\Delta E)$, ces quantités $p_i(\Gamma)$ sont proportionnelles à une distribution discrète de Breit et Wigner; nous aurons donc :

$$q_j = \mathcal{F}_{\nu_j}\left(\frac{1}{\pi}\,\frac{\Gamma/2}{\Gamma^2/_4 + (E_i - M)^2}\right) = e^{+i\,M\,\nu_j - \frac{\Gamma}{2}|\nu_j|} \qquad \text{(III, 12)}$$

L'amplitude maximum (III, 11) est obtenue quand $M_k = M_j$, c'est-à-dire quand la forme $\{p_i(\Gamma)\}$ est centrée sur la valeur de la masse de la résonance. L'amplitude mesurée $\bar{A}$ vaut donc l'intégrale du périodogramme des quantités $|q_j|^2$, soit

$$\bar{A} = A_o \sum_j |q_j|^2 = A_o \sum_i p_i^2 \qquad \text{(III, 13)}$$

où l'égalité est écrite d'après le théorème de Parseval.

L'effet de la coupure expérimentale des basses fréquences $\nu < \nu_c$ apparente sur le périodogramme de la figure (III, 5) s'obtient en calculant la fraction de l'amplitude totale $\bar{A}$ (III, 13) conservée, soit :

$$\frac{\overline{A_p}}{\bar{A}} = \frac{\sum_{\nu_j > \nu_c} |q_j|^2}{\sum_{\nu_j} |q_j|^2} = \frac{\sum_{\nu_j > \nu_c} e^{-\Gamma |\nu_j|}}{\sum_{\nu_j} e^{-\Gamma |\nu_j|}} \qquad \text{(III, 14)}$$

Comme la fréquence de coupure $\nu_c = \frac{2\pi}{80\,h}$, l'expression (III, 14) vaut, avec (III, 12) :

$$\frac{\overline{A_p}}{\bar{A}} = e^{-2\pi\,\Gamma/80h} \qquad \text{(III, 15)}$$

$\nu_c = \frac{2\pi}{80\,h}$ correspond à l'ajustement d'une parabole sur chaque ensemble de 80 $\sigma_{tot}$; h est la largeur du pas de la distribution en masse.

L'amplitude partielle $\overline{A_p}$ peut donc s'écrire, à l'aide de l'égalité de parseval (III, 13) :

$$\boxed{\overline{A_p} = A_o \sum_i p_i^2 \; e^{-2\pi\,\Gamma/80h}} \qquad \text{(III, 16)}$$

*Bruit* : Pour effectuer ce calcul nous définissons la fonction d'auto-corrélation et énonçons un théorème sur lequel repose la méthode de calcul du bruit $\sigma(\bar{A})$.

Par définition la fonction d'auto-corrélation d'un processus aléatoire A(M) invariant par translation s'écrit :

$$R_A(\delta M) = \langle A(M)\ A^*(M+\delta M)\rangle = A_M * A^*_{M+\delta M} \qquad \text{(III, 17)}$$

Pour $\delta M = 0$, la fonction d'auto-corrélation est la variance de A :

$$R_A(0) = \sigma^2(A) \qquad \text{(III, 18)}$$

Théorème : La transformée de Fourier du périodogramme $|A(\nu)|^2$ du signal A(M) est la fonction d'auto-corrélation $R_A(\delta M)$

Preuve : A partir de (III, 17) nous avons :

$$\mathcal{F}_\nu(R_A(\delta M)) = |\mathcal{F}_\nu(A(M)|^2 = |A(\nu)|^2 \qquad \text{(III, 19)}$$

d'où

$$\mathcal{F}_{\delta M}\ |A(\nu)|^2 = R_A(\delta M). \qquad \text{(III, 20)}$$

où $\mathcal{F}_{\delta M}$ désigne la transformée de Fourier inverse.

Ce théorème important, également valable pour un signal discret (OPPENHEIM 75 ) implique en particulier que la variance $\sigma^2(A)$ que nous recherchons est égale à l'intégrale du périodogramme.

$$R_A(0) = \sigma^2(A) = \int |A(\nu)|^2\, d\nu \qquad \text{(III, 21)}$$

Dans notre cas la variable aléatoire $\bar{A}$ s'exprimant (for. I, 15) comme le produit de convolution discret :

$$\bar{A}(M_j) = \sum_i p_i(\Gamma, M_j)\ y_i \qquad \text{(III, 22)}$$

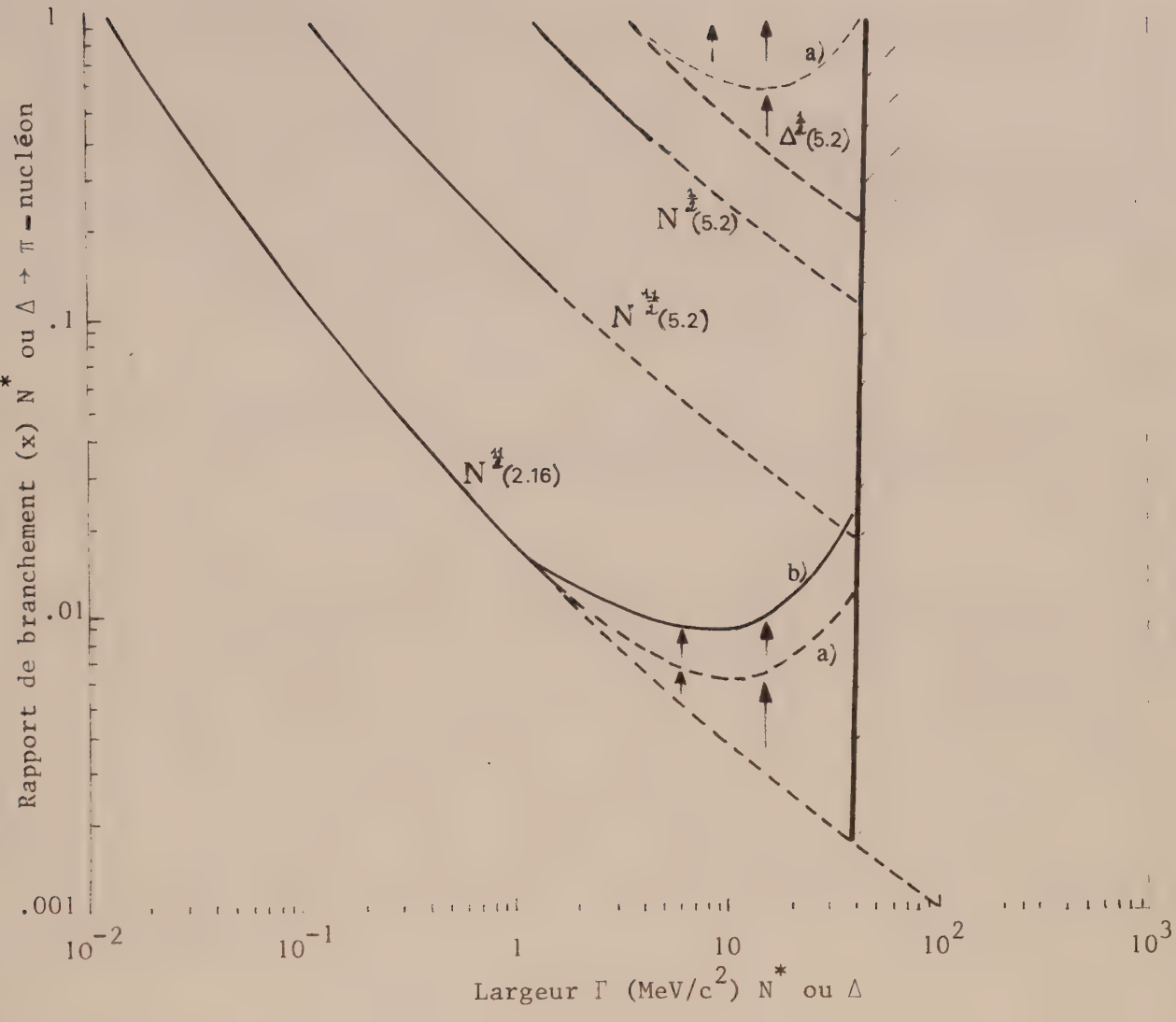



Figure (III, 6) : *DOMAINES DE DETECTION OBTENUS A PARTIR DU RAPPORT SIGNAL/BRUIT EXPERIMENTAL*; les limites théoriques indiquées sur la Figure (I, 9) sont rappelées.

a) on ne considère que l'effet de la coupure basse fréquence $\nu < \nu_c$

b) on tient compte en plus du bruit systématique; nous n'avons plus aucune sensibilité à des résonances $\Delta^{1/2}(5.2)$.

La droite représente la limite supérieure moyenne des largeurs accessibles à partir de nos données brutes.

l'égalité (III, 19) s'écrit :

$$\mathcal{F}\nu_j(R_{\overline{A}}(h)) = |\mathcal{F}\nu_j(p_i)|^2 \quad |\mathcal{F}\nu_j(y_i)|^2 \qquad \text{(III, 23)}$$

En écrivant (III, 21) sous la forme d'une somme discrète, la variance de l'estimateur

$$\boxed{\sigma^2(\overline{A}) = \sum_{\nu_j} |q_j|^2 \; Y^2(\nu_j)} \qquad \text{(III, 24)}$$

s'exprime donc comme l'intégrale (discrète) du périodogramme des $Y^2(\nu_j)$ de la figure (III, 5) pondéré par les quantités $|q_j|^2$.

Nous décomposons le calcul de (III, 24) en deux étapes :

- en négligeant le bruit systématique des basses fréquences (fig. (III, 5). Le périodogramme $Y^2(\nu_j)$ est alors celui d'un bruit blanc coupé aux fréquences $\nu_j < \nu_c$ :

$$\sigma^2(\overline{A}_p) = \sigma^2 \sum_{\nu_j > \nu_c} |q_j|^2 \qquad \text{(III, 25)}$$

qui s'écrit encore par un calcul identique à celui de l'expression (III, 16):

$$\sigma^2(\overline{A}_p) = \sigma^2 \sum_i p_i^2 \; e^{-2\pi \, \Gamma/80h} \qquad \text{(III, 26)}$$

Le rapport signal/bruit vaut donc :

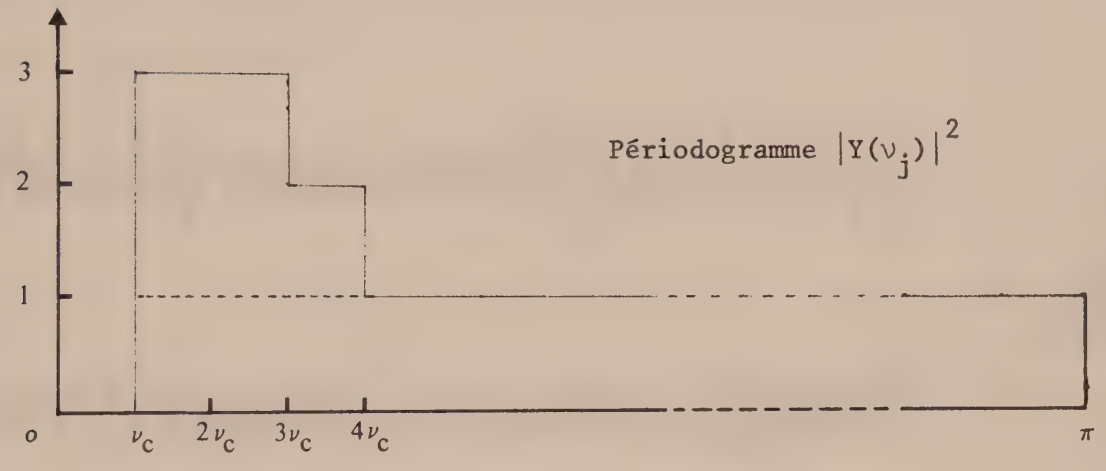
$$\boxed{\frac{\overline{A}_p}{\sigma(\overline{A}_p)} = \frac{A_o}{\sigma} \sqrt{\sum_i p_i^2} \; e^{-2\pi \, \Gamma/160h}} \qquad \text{(III, 27)}$$

Cette expression diffère de (I, 18bis) par le facteur $e^{-2\pi\ \Gamma/160h}$ qui diminue donc, comme on s'y attend, le rapport signal/bruit pour des résonances "larges" ($\Gamma \gtrsim 20h$). Remarquons que pour les petites largeurs $\Gamma \ll 20h$ cette dépendance devient négligeable.

- en tenant compte du bruit systématique des basses fréquences.

L'expression (III, 24) se calcule alors numériquement en considérant :

a) d'une part le périodogramme complet $|Y(\nu_j)|^2$ de la figure (III, 5) symbolisé de la façon suivante




Les valeurs de $|Y(\nu_j)|^2$ sont exprimées en unité $\sigma^2$.

b) d'autre part, en choisissant les valeurs particulières suivantes de $\Gamma$:

$$\Gamma = \frac{1}{k\ \nu_c} = \frac{80h}{2\pi\ k} \qquad (k = \ldots\frac{1}{3}, \frac{1}{2}, 1, 2, \ldots) \qquad \text{(III, 28)}$$

pour lesquelles l'intégrale des quantités normalisées $|q_j|^2$, (III, 12), dans le pas (j+1), s'écrit :

$$\int_{j\ \nu_c}^{(j+1)\nu_c} \frac{1}{k\ \nu_c}\, e^{-\frac{\nu}{k\ \nu_c}}\, d\nu = \frac{1}{(e^{1/k})^j}\,(1 - e^{-1/k})$$

d'où l'expression du rapport signal/bruit :

$$\frac{\overline{A}_p}{\sigma(\overline{A}_p)} = \frac{e^{-1/2\ k}\sqrt{\sum p_i^2}}{\sqrt{\sum_j |Y(\nu_j)|^2\, e^{-\frac{j-1}{k}}\,(1-e^{-1/k})}} \left(\frac{A_o}{\sigma}\right) \qquad \text{(III, 29)}$$

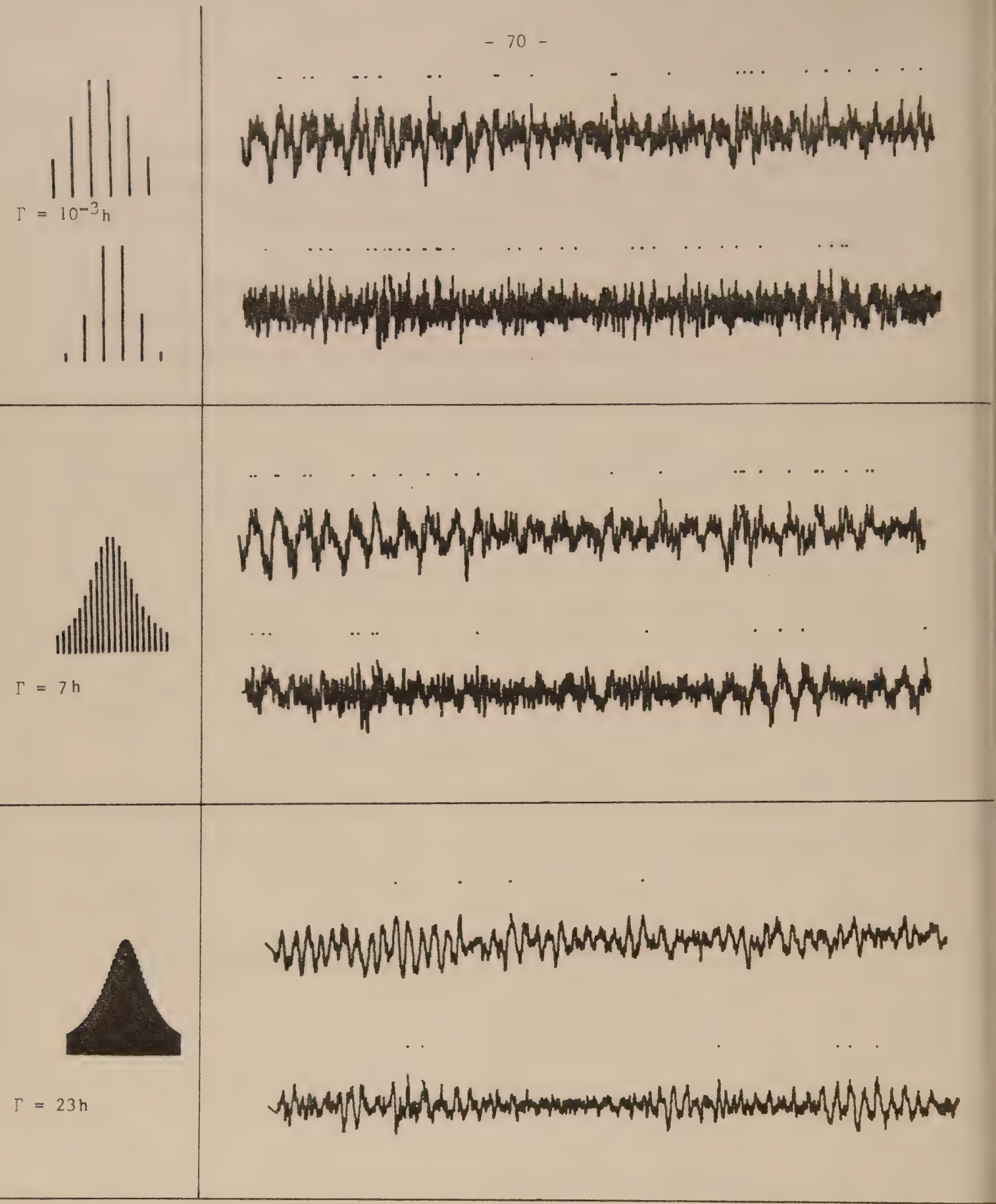



Figure (III, 7) : *DISTRIBUTIONS DES ESTIMATEURS D'AMPLITUDE* $\bar{A}_p$ *POUR L'ENSEMBLE DE L'EXPERIENCE POUR 3 LARGEURS EXPRIMEES EN NOMBRE DE PAS* $h^{p}$ *DE L'HISTOGRAMME;* les formes $p_i(\Gamma)$ sont indiquées en correspondance, l'effet de la résolution $\sigma(\Delta E)$ étant apparente pour la largeur $\Gamma = 10^{-3}$h. Au-dessus des distributions, les points représentent les fluctuations indépendantes au delà de 2 déviations standarts.

La figure (III, 6) montre la déformation des domaines de détection de la figure (I, 9) quant on tient compte des effets du bruit que nous venons de calculer; la droite réprésente la limite supérieure moyenne des largeurs de résonances accessibles sans effectuer de correction sur nos données.

Après avoir donc défini précisément les domaines de détection des résonances, nous effectuons leur recherche.

*Recherche de résonances*

Pour rechercher des résonances nous calculons donc les estimations d'amplitude de $\bar{A}_p$(I, 15) :

$$\bar{A}_p(M_j) = \frac{\sum_i p_i(\Gamma)\, y_i}{\sum_i p_i^2(\Gamma)} \qquad \text{(III, 30)}$$

aux masses $M_j$ correspondant à la valeur centrale de chaque pas de la distribution des $y_i$ (fig. (III, 3)), pour différentes largeurs $\Gamma$. La figure (III, 7) montre quelques distributions des quantités $\bar{A}_p(M_j)$ pour les différentes formes $\{p_i(\Gamma)\}$ dessinées en correspondance. Nous voyons sur cette figure l'apparition de corrélations de plus en plus importantes entre les quantités $A_p(M_j)$ pour des largeurs $\Gamma$ croissantes. L'existence de ces corrélations peut se comprendre en remarquant que la fonction d'auto-corrélation, transformée de Fourier de

$$e^{-\Gamma|\nu_j|} \qquad \sigma^2 \qquad \text{(III, 31)}$$

est donc proportionnelle à une distribution de Breit-Wigner discrète de largeur $2\Gamma$ (for. III, 12) .

La condition de détection d'une résonance

$$\frac{\bar{A}_p}{\sigma(\bar{A}_p)} > s$$

pouvant être réalisée par une fluctuation statistique, on choisit en général, une valeur de seuil pour laquelle le nombre moyen $N(\bar{A}_p > s)$ de "déclenchements" parasites est très petit pour l'échantillon considéré. Dans notre cas pour le choix $s = 4$ que nous avons fait au chapitre I, ce nombre moyen vaut :

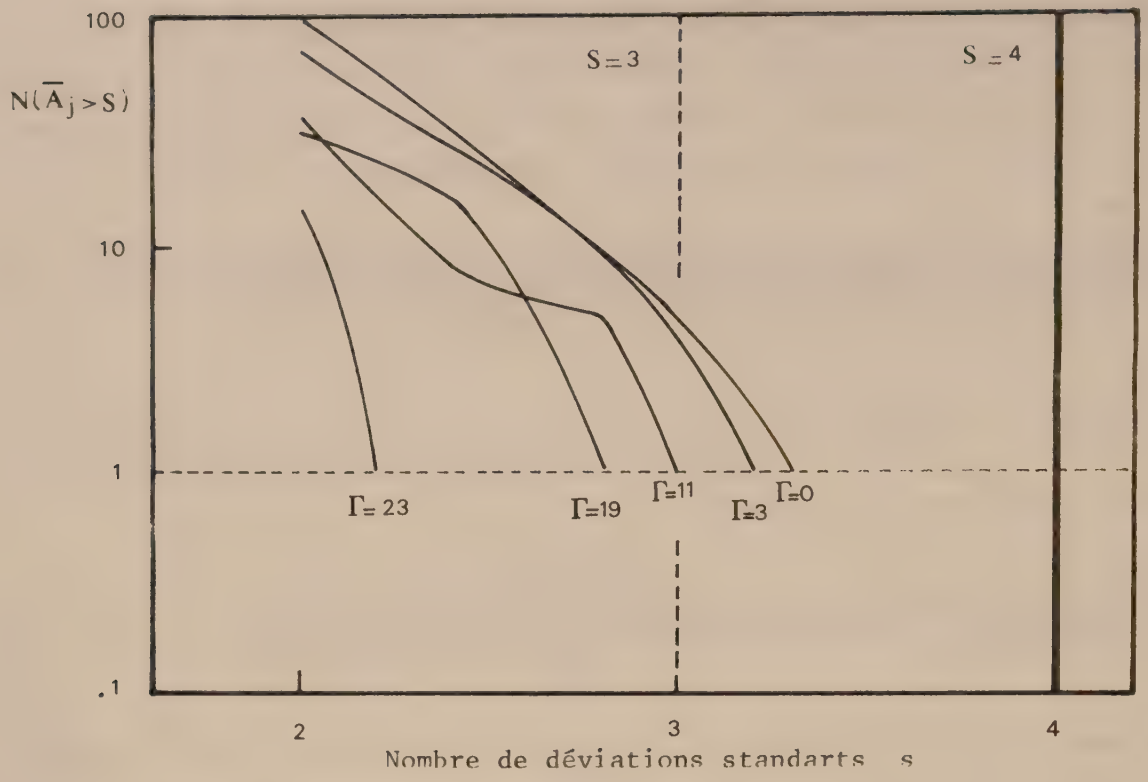



Figure (III, 8) : *NOMBRE DE FLUCTUATIONS SUPERIEURES A $s$ $N(\bar{A}_j > s)$ EN FONCTION DU NOMBRE DE DEVIATIONS STANDARTS* : Aucune résonance étroite n'est mise en évidence au-dessus du seuil s = 4. Les courbes montrent que ce seuil s = 4 peut être abaissé à s $\sim$ 3 pour des résonances de largeurs $\Gamma \gtrsim 20$; aucun signal n'est mis en évidence pour ce seuil.

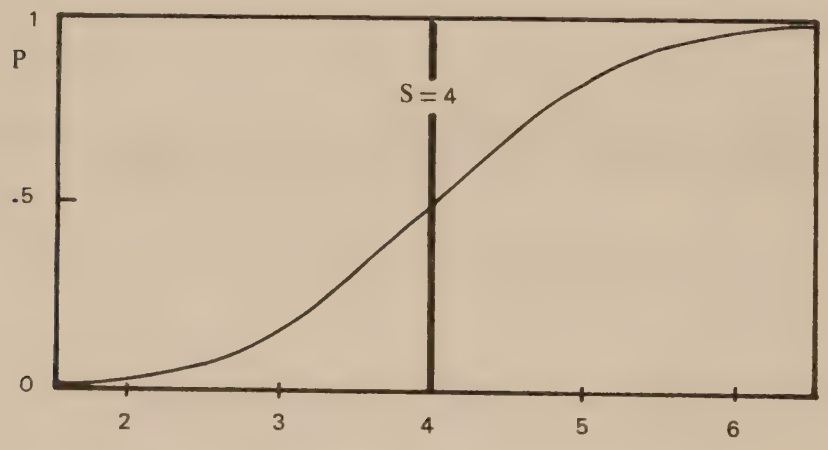



Figure (III, 9) : *PROBABILITE P DE DETECTION D'UNE RESONANCE D'AMPLITUDE $A_o$, EXPRIMEE EN NOMBRE DE DEVIATIONS STANDARTS, POUR UN SEUIL $s$ = 4.* La grandeur (1-P) représente la probabilité de ne pas détecter une résonance d'amplitude $A_o$.

$$N(\bar{A}_p > s = 4) = \frac{4480}{\sqrt{2\pi}} \int_4^\infty e^{-x^2} dx \simeq .13$$

La figure (III, 8) représente le nombre de fluctuations $N(\bar{A}_p > s)$ en fonction du nombre de déviations standarts correspondant, pour différentes largeurs exprimées en nombre de pas de l'histogramme. Cette figure nous conduit aux conclusions suivantes concernant le propos de la recherche de résonances baryoniques étroites :

- nous ne détectons pas de résonances d'amplitude supérieure à 4 déviations standarts correspondant aux domaines de la figure (III, 6); la figure (III, 9) rappelle la signification statistique de cette affirmation.
- les différentes courbes indiquent une variation du seuil maximum au delà duquel nous n'avons plus de fluctuations;cette dépendance avec la largeur correspond au fait que les variables $\bar{A}_p$ ne représentent plus un échantillon de 4480 variables gaussiennes indépendantes à cause de la corrélation introduite par le produit de convolution (III, 22). Ceci nous permet, pour des largeurs $\Gamma \gtrsim 20$ h, de diminuer la valeur du seuil vers s = 3 et de conclure qu'il n'existe pas de résonances (avec la même signification que précédemment (fig. III, 9)) dans un domaine légèrement plus étendu ($\sim$ 25%) en élasticité que celui tracé sur la figure (III, 6).

CONCLUSION : NOUS N'AVONS PAS DETECTE DE RESONANCES BARYONIQUES ETROITES DANS LES DOMAINES INDIQUES SUR LA FIGURE (III, 6).

# CHAPITRE IV

Dans ce chapitre, nous cherchons à évaluer le nombre $N_i$ de pions incidents sur la cible d'hydrogène $H_2$, qui définit la normalisation de la $\sigma_{tot}$ (for. (I,2)). Rappelons (chapitre II, § 2) que pendant l'analyse en ligne, toute particule qui n'est pas déclarée "muon" par la coïncidence :

$$\text{"muon"} = H_2 \cap \overline{H_3} \cap ST_1 \cap ST_2$$

s'appelle "pion". Cette séparation en ligne, qui conduit entre autre aux histogrammes $H_i^\pi$ et $H_i^\mu$ (Tab. (II, 2)) comporte les différents biais suivants:

- les électrons $e^-$ et hadrons $K^-$, $\bar{p}$ présents dans le faisceau sont considérés comme des "pions". Nous présentons les mesures de ces contaminations au § 1.
- l'inefficacité du détecteur de muons et sa surefficacité; elles sont étudiées au paragraphe suivant.
- les désintégrations $\pi^- \to \mu^-\bar{\nu}$ entre la cible $H_2$ et le mur de fer où cette séparation "pion"/"muon" est réalisée. Cet effet est intégré au § 3 avec les précédents pour fournir la correction totale au contenu $N_i^\pi$ de l'histogramme $H_i^\pi$ des "pions"; cette valeur corrigée de $N_i^\pi$ constitue la normalisation recherchée $N_i$

Cette méthode de correction de normalisation qui consiste à ajouter les différents biais s'accompagne en général d'une erreur systématique totale d'au moins 1% qu'il est difficile d'abaisser au niveau de $10^{-3}$ (nos erreurs statistiques). Pour nous affranchir de cette limitation principale et essayer donc de conserver la qualité de nos erreurs statistiques, nous avons mis en oeuvre une autre méthode de normalisation "absolue",exposée au § 4.

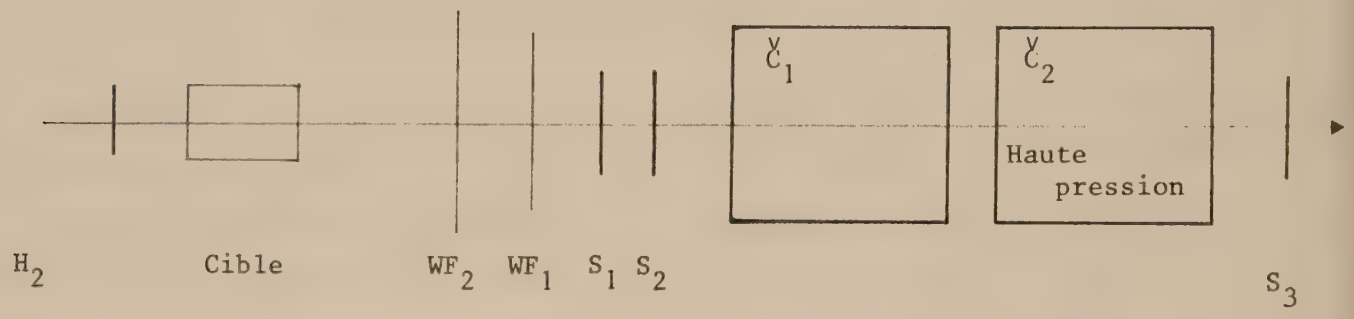
IV-1 : MESURES DES CONTAMINATIONS EN $e^-$, $K^-$, $\bar{p}$:

*Méthode*:

Nous utilisons deux compteurs Cerenkov à gaz $\overset{\vee}{C}_1$ et $\overset{\vee}{C}_2$ entourés de 3 hodoscopes qui signent le passage d'une particule par la coïncidence :

$$S_T = H_2 \cap S_1 \cap S_2 \cap S_3$$

cet ensemble, remplaçant temporairement le détecteur de muons, se présente sous la forme suivante :




Comme on le sait ces compteurs $\overset{\vee}{C}_1$ et $\overset{\vee}{C}_2$ servent de discriminateurs de vitesses $\beta = \frac{v}{c}$ des particules

$$\beta > \beta_{seuil} \Longleftrightarrow \text{détection de la particule} \qquad \text{(IV, 1)}$$

où $\beta_{seuil}$ varie en raison inverse de la pression du gaz. Cette condition (IV, 1) s'écrit en termes de masse :

$$M < M_{seuil} \Longleftrightarrow \text{détection de la particule} \qquad \text{(IV, 2)}$$

On choisit la valeur de la pression du premier compteur $\overset{\vee}{C}_1$ de façon à satisfaire les conditions :

$$M_\pi < M_{seuil} < M_K \qquad \text{(IV, 3)}$$

Nous aurons donc :

$$T_a = S_T \cap \overset{\vee}{C}_1 \qquad \text{passage } e^- \text{ ou } \mu^- \text{ ou } \pi^- \qquad (IV, 4)$$
$$T_b = S_T \cap \overline{\overset{\vee}{C}_1} \qquad \text{passage } K^- \text{ ou } \bar{p}$$

Remarquons que cette descrimination est réalisée pour toutes les particules, car notre faisceau est monocinétique (à ± 2%).

La méthode consiste alors à faire varier la pression du gaz du compteur $\overset{\vee}{C}_2$ et mesurer la courbe schématisée ci-dessous, pour la détection des $K^-$ et $\bar{p}$.

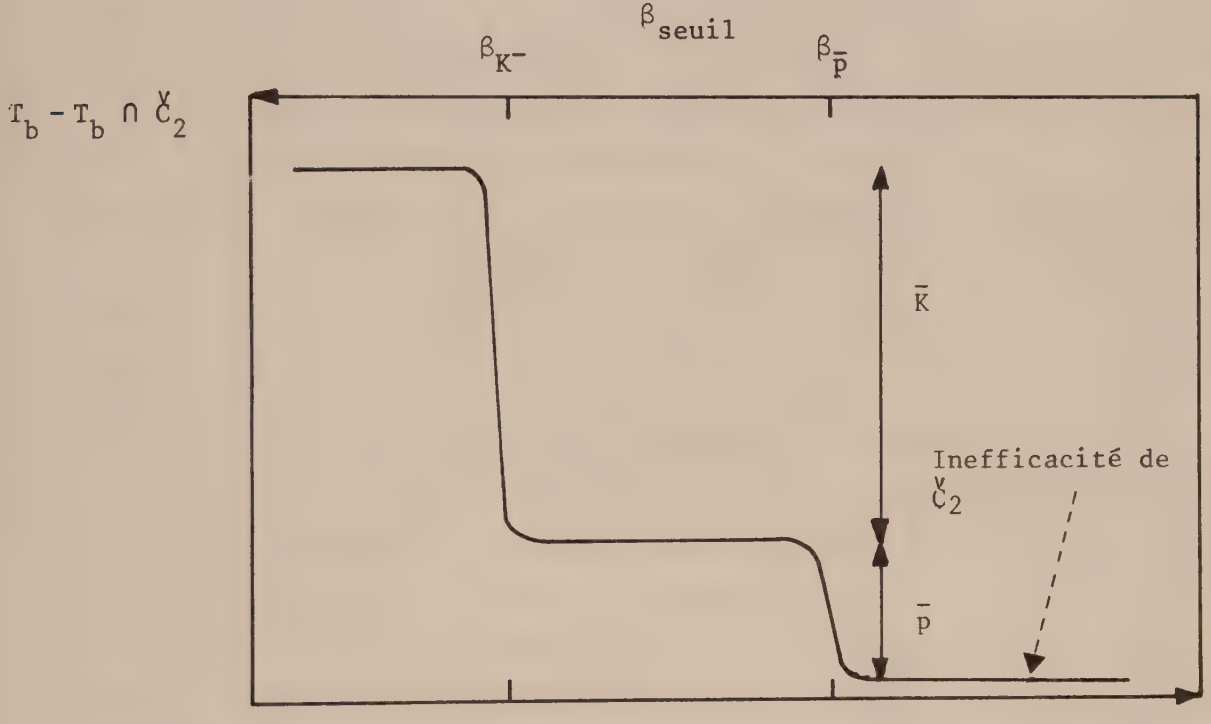



Figure (IV, 1) : *LES TAUX DE CONTAMINATION EN $K^-$ ET $\bar{p}$ S'OBTIENNENT EN MESURANT LES VARIATIONS DU COMPTAGE $T_b - T_b \cap \overset{\vee}{C}_2$ EN FONCTION DE LA PRESSION DE $\overset{\vee}{C}_2$*; le comptage résiduel indiqué quand $\beta_{seuil} < \beta_{\bar{p}}$ correspond à l'inefficacité du compteur $\overset{\vee}{C}_2$.

Les taux de leptons $e^-$ et $\mu^-$ s'obtiennent en mesurant de façon semblable les variations du comptage $T_a - T_a \cap \overline{C}_2$.

*Résultats* :

La figure (IV, 2) représente les taux de $K^-$ et $\bar{p}$ d'une part et d'électrons $e^-$ d'autre part, mesurés à quelques valeurs d'impulsion. Nous avons :

- le taux de contamination en hadrons ($K^- + \bar{p}$) reste inférieur à 2% et devient de l'ordre de $\sim 3\ 10^{-3}$ aux basses impulsions $p \lesssim 3$ GeV/c contrairement
- au taux d'électrons $e^-$, très important (10% à 25%) dans cette même région $p \lesssim 3$ GeV/c et négligeable pour $p \gtrsim 5$ GeV/c.

La séparation entre les muons et les pions (masses presque égales) n'étant pas bien réalisée, les taux de $\mu^-$ mesurés par cette méthode ne sont pas utilisables, ni comparables à ceux obtenus en ligne (§ suivant).

Pour effectuer les corrections à toutes les énergies, nous utilisons les interpolations dessinées sur cette figure (IV.2). Soulignons que cette méthode souffre de la limitation suivante :

- les taux de la figure (IV, 2) ont été obtenus lors de prises de données spéciales avec un faisceau défini par les compteurs $S_1$, $S_2$, $S_3$; nous avons vu ((I, §2), (II, §2)) que pendant les prises de données de $\sigma_{tot}$ le programme d'acquisition définit précisément l'espace de phase du faisceau qui n'est donc pas le même que celui obtenu avec $S_1$, $S_2$, $S_3$. En particulier le taux effectif de contamination peut être différent de celui obtenu sur la figure (IV, 2). De plus, à une variation brutale, d'une prise de données à la suivante, de l'espace de phase du faisceau peut correspondre une variation de ce taux effectif qui se reflétera directement sur les données de $\sigma_{tot}$. La correction continue par interpolation ne peut pas expliquer un tel effet qui peut être visible pour une variation d'environ 3 à 4 $10^{-2}$ du taux important d'électrons aux basses énergies.

## IV - 2 ; CORRECTIONS AUX MESURES EN LIGNE DE CONTAMINATION DE MUONS.

Elles se composent d'une part de l'inefficacité et d'autre part de la surefficacité du détecteur de muons que nous étudions successivement. L'étude de l'inefficacité nous conduit à définir les différentes composantes de muons du faisceau qui nous seront utiles dans la suite.

TAUX DES CONTAMINATIONS DU FAISCEAU DE "PIONS"

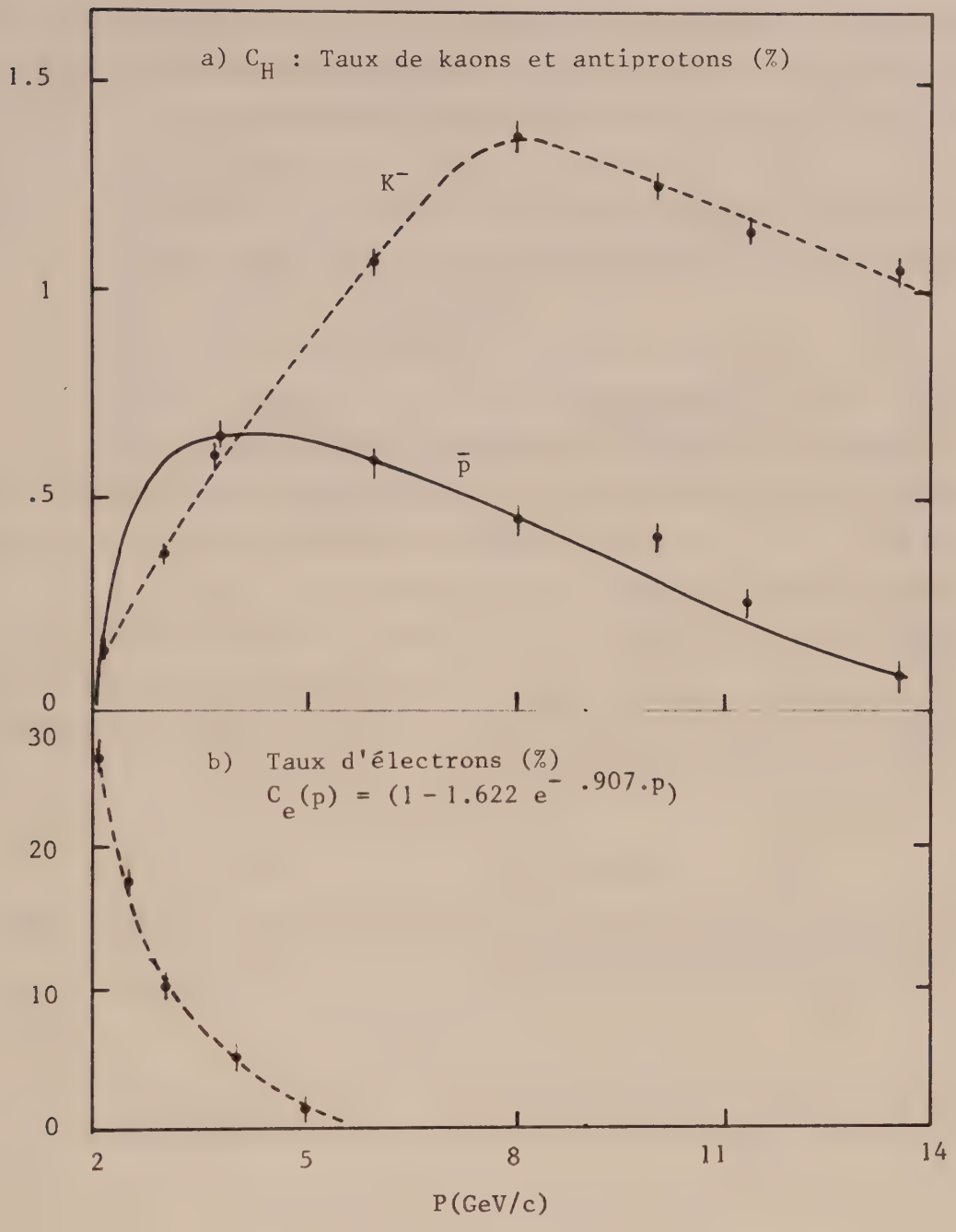



Figure (IV, 2) : TAUX DE CONTAMINATION EN PARTICULES PARASITES DU FAISCEAU DE PIONS :

a) La somme des $K^-$ et $\bar{p}$ reste inférieure à 2%

b) le taux d'électrons négligeable pour p > 5 GeV/c augmente jusqu'à 28% à 2 GeV/c. Nous indiquons l'expression de la fonction pour le calcul de ce taux à toutes les impulsions. Les courbes tracées sont utilisées pour le calcul de la correction à toutes les énergies.

*Inefficacité* : L'inefficacité du détecteur de muons est liée d'une part aux hodoscopes $ST_1$, $ST_2$ et $ST_4$ (fig. (I,1))et d'autre part à son acceptance géométrique. Nous étudions successivement ces deux effets :

- l'inefficacité électronique I est mesurée en ligne par (I, § 1) :

$$I = 1 - \frac{H2 \cap \overline{H3} \cap ST_1 \cap ST_2 \cap ST_4}{H2 \cap \overline{H3} \cap ST_4}$$

Les valeurs moyennes de I pour les 56 prises de données en cible pleine sont représentées sur la figure (IV, 3); ces inefficacités, inférieures à 1.5% introduisent une correction négligeable $\lesssim 5\ 10^{-4}$. Soulignons en fait, que l'inefficacité réelle du détecteur de muons est inférieure à ces valeurs de la figure (IV, 3) car :

a) les comptages $H2 \cap \overline{H3} \cap ST_4$ contiennent les surefficacités de $ST_4$
b) les événements fortuits, correspondant à des traces multiples dans les chambres à fils de faisceau, sont éliminés en grande partie par le programme d'acquisition (II, § 2).

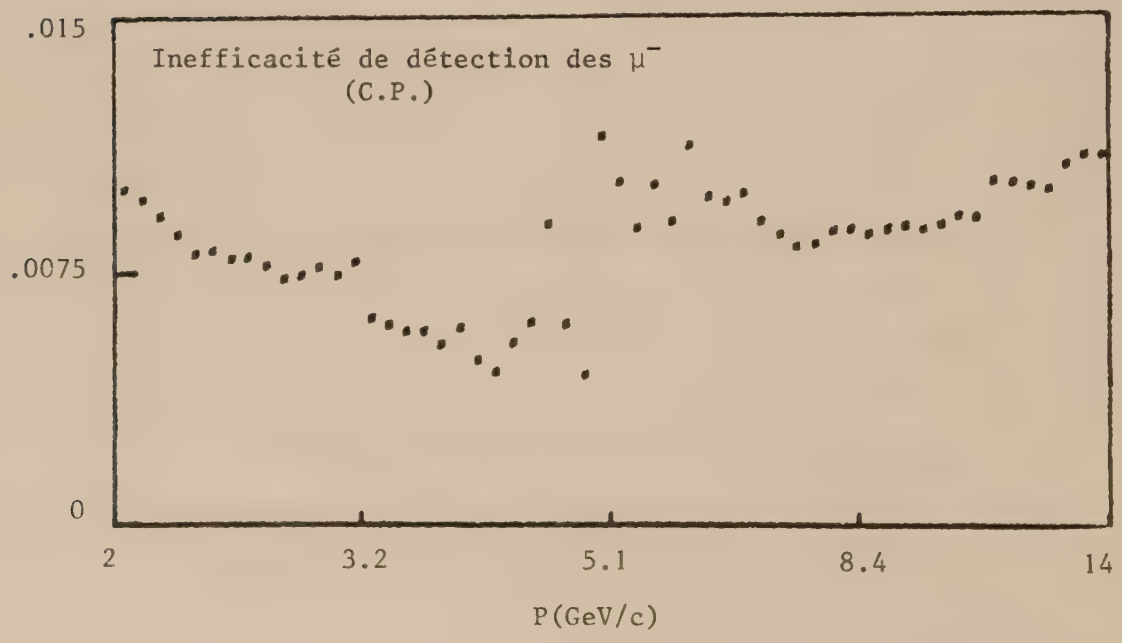



Figure (IV, 3) : *VALEURS MOYENNES DE L'INEFFICACITE DE DECLENCHEMENT DU DETECTEUR DE MUONS POUR LES 56 PRISES DE DONNEES EN CIBLE PLEINE;* cette inefficacité étant inférieure à $1.5\ 10^{-2}$, la correction des "pions" de l'échantillon ($\lesssim 5\ 10^{-4}$) est négligeable.

- l'inefficacité géométrique liée à l'acceptance (30 cm x 30 cm en x, y) différente pour chaque composante des muons du faisceau, à savoir :

a) les muons "primaires", émis tout au long du transport du faisceau (jusqu'à environ W3 (fig. (I, 1)) qui ont le même espace de phase que les pions; pour notre faisceau centré autour de l'axe optique et de dimension ± 1cm environ, tous ces muons sont détectés, après diffusion multiple dans l'absorbeur, par l'hodoscope $ST_4$ donc par $ST_1$ et $ST_2$.

b) les muons issus de désintégrations $\pi^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}$ dans la région de la cible qui forment à l'entrée de l'absorbeur un halo de quelques centimètres autour du faisceau de $\pi^-$. Pour ces événements l'acceptance géométrique est aussi complète comme le montre la distribution de la figure (II, 7)

c) les "muons" histogrammés (fig. (II, 7)) au delà de l'angle apparent maximum d'émission des $\mu^-$ du b) ci-dessus; pour ces événements provenant essentiellement :
   - de pions effectuant une diffusion nucléaire élastique suivie d'une désintégration $\pi^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}$ ou déclenchant les hodoscopes $ST_1$ et $ST_2$ ("punch thru")
   - de muons issus de la désintégration $K^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}$

   l'acceptance géométrique n'est plus complète. Néanmoins ceci ne nous gêne pas car ce taux de "muons" est inférieur à $\sim 5\ 10^{-5}$

En conclusion, l'inefficacité de détection des muons du faisceau (catégories a) et b)) est négligeable pour l'ensemble de l'expérience.

*Surefficacité* : Le détecteur de muons est surefficace quand un pion est déclaré en ligne "muon". Le déclenchement des hodoscopes $ST_1$ et $ST_2$ est effectué par certaines gerbes hadroniques générées par le pion, dans les 17 premiers cm (longueur d'absorption) du mur de fer; ces événements, appelés "punch thru", doivent être réintégrés dans l'histogramme $H_i^\pi$.

Le taux de surefficacité se représente (fig. (IV, 4) par une famille de courbes, dépendant de la longueur L du mur de fer, en fonction de l'impulsion p du $\pi^-$.

Cette figure (IV, 4) montre donc que cette correction se compose :

- de variations $\Delta S$ brutales aux changements de longueur de fer
- d'une variation continue en fonction de l'impulsion B, pour une longueur L fixée.

Nous étudions successivement ces deux composantes de la correction de surefficacité.

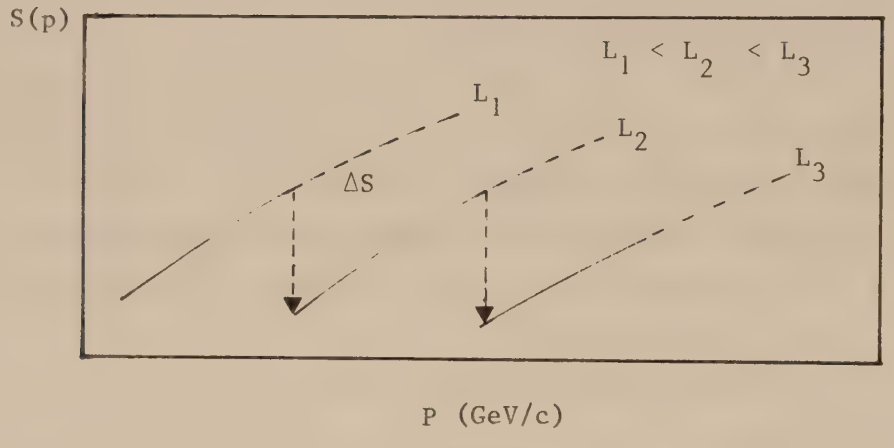



Figure (IV, 4) : *FAMILLE DE COURBES REPRESENTANT LE TAUX S DE SUREFFICACITE POUR DIFFERENTES LONGUEUR DE FER;* les flèches indiquent les discontinuités $\Delta S$ attendues aux changements de longueur de fer, qui rompent la variation continue.

A) *Ruptures* : Aux changements de longueurs de fer, nous avons fait deux mesures de $\sigma_{tot}$ à la même impulsion nominale; nous calculons les quantités $\Delta S$ et les comparons aux variations $\Delta\sigma_{tot}$ de la $\sigma_{tot}$.

La variation de surefficacité $\Delta S$ s'évalue à partir du taux de "muons" :

$$R^{C,L} = \left( \frac{(N_i^{\mu})}{N_i^{\mu} + N_i^{\pi}(1 - C_e - C_h)} \right)^{C,L} \qquad \text{(IV, 5)}$$

mesuré aux deux longueurs de fer, courte (c) et longue (ℓ) $N_i^{\mu}$ et $N_i^{\pi}$ représentent respectivement la somme de l'histogramme de l'échantillon $\mu^-$ et $\pi^-$ du faisceau, ce dernier étant corrigé des contaminations en électrons et hadrons mesurées au paragraphe précédent. Quand nous changeons la longueur du mur de fer on admet que :

- le taux de muons avec la longueur courte s'écrit :

$$(N_i^{\mu})^C = (N_i^{\mu})^L + (N_i^{\pi})^L(1 - C_e - C_h)\ \Delta S \qquad \text{(IV, 6)}$$

Remarquons que $\Delta S$ représente le taux de variation de sureffi-cacité :

- la somme des "muons" et "pions" définissant le dénominateur (IV, 5) reste la même

$$(N_i^{\mu} + N_i^{\pi}(1 - C_e - C_h))^C = (N_i^{\mu} + N_i^{\pi}\ (1 - C_e - C_h))^L \qquad \text{(IV, 7)}$$

Les équations (IV, 5) et (IV, 6) et (IV, 7) conduisent alors à estimer $\Delta S$ par l'expression suivante :

$$\Delta S = \frac{R^C - R^L}{1 - R^L} \qquad \text{(IV, 8)}$$

Nous comparons donc $\Delta S$ au taux de variation $\Delta\sigma_{tot}$ de la $\sigma_{tot}$

$$(\sigma_{tot})^{C,L} = \left(\frac{N_{HA}}{N_i^{\pi}\ (1 - C_e - C_h)}\right)^{C,L} \qquad \text{(IV, 9)}$$

calculé par la formule (IV, 10) suivante :

$$\Delta\sigma_{tot} = 1 - \frac{\sigma_{tot}^{C}}{\sigma_{tot}^{L}} \qquad \text{(IV, 10)}$$

Dans l'expression (IV, 9) on ne considère que le nombre $N_{HA}$ d'événements diffusés hors de l'acceptance des chambres à fils WF1 et WF2 (Tab. (II, 2)). L'expression (IV, 10) conduit, en utilisant (IV, 6), à l'égalité $\Delta S = \Delta\sigma_{tot}$ si on suppose que le nombre d'événements $N_{HA}$ est indépendant de la longueur du mur de fer. On admet ainsi, avec cette hypothèse que :

a) les pions hors acceptance ne sont pas vus par le détecteur de muons leur nombre mesuré est donc indépendant de son inefficacité ou sa surefficacité.

b) les inefficacités des chambres de transmission dans la région faisceau sont négligeables pour notre propos.

L'égalité des valeurs de $\Delta S$ et $\Delta\sigma_{tot}$, rassemblées dans le tableau ci-dessous, montrent que les "sauts " de $\sigma_{tot}$ aux énergies de changement de longueur de l'absorbeur correspondent donc bien aux variations de surefficacité de ce dernier; de plus la comparaison des mesures avec la cible pleine et la cible vide montre la reproductibilité de ces variations de surefficacité $\Delta S$.

| P(GeV/c) | CIBLE PLEINE | | CIBLE VIDE | |
|---|---|---|---|---|
| | $\Delta S$ | $\Delta\sigma_{tot}$ | $\Delta S$ | $\Delta\sigma_{tot}$ |
| 2.305 | .0202 | .0213 | .0208 | .0202 |
| 3.309 | .0336 | .0338 | .032 | .0327 |
| 3.96 | .0108 | .0104 | .0101 | .095 |
| 6.106 | .00205 | .0019 | .00212 | .00204 |
| 5.098 | .006 | | .0058 | |

Tableau (IV, 1) : *TAUX DE VARIATION $\Delta S$ DE LA SUREFFICACITE DU DETECTEUR DE MUONS AUX CHANGEMENTS DE LONGUEUR DE FER :* les valeurs obtenues expliquent les variations $\Delta\sigma_{tot}$ de la $\sigma_{tot}$ à ces impulsions nominales. La quantité $\Delta\sigma_{tot}$ n'est pas calculable à 5.098 GeV:c (fig. I, 2)) car nous avons changé la géométrie (chapitre I, § 1).

B) Variation continue : La variation continue de surefficacité S(p) correspond au taux résiduel de "muons" après soustraction du pourcentage de vrais muons, soit :

$$S(p) = R_{"muons"}(p) - R_{muons}(p) \qquad \text{(IV, 11)}$$

où $R_{"muons"}$ est défini par la formule (IV, 5). La quantité $R_{muon}$ se calcule à chaque impulsion nominale p d'après le modèle suivant :

$$R_{muons}(p) = 2.10^{-3} + 2\ 10^{-3}\ \frac{DX(p)}{.003} + 3.1\ 10^{-3}\left(\frac{DX(p)}{.003}\right)^2 + \frac{Z_{w3fer}}{L_D(p)} \qquad \text{(IV, 12)}$$

Les différents termes du membre de droite de (IV, 12) correspondent :

- aux muons "primaires" (définis ci-dessus) pour les trois premiers termes. DX(p) représente la largeur moyenne de la coupure d'espace de phase qui définit, dans la projection x, le faisceau de pions (fig. (I, 4)); cette dépendance du taux de muons "primaires" avec cette coupure est liée à la distribution de ces particules dans le plan (o x y) dans la région du lieu $I_\pi$ des images (fig. (I.3)), schématisée ci-dessous.

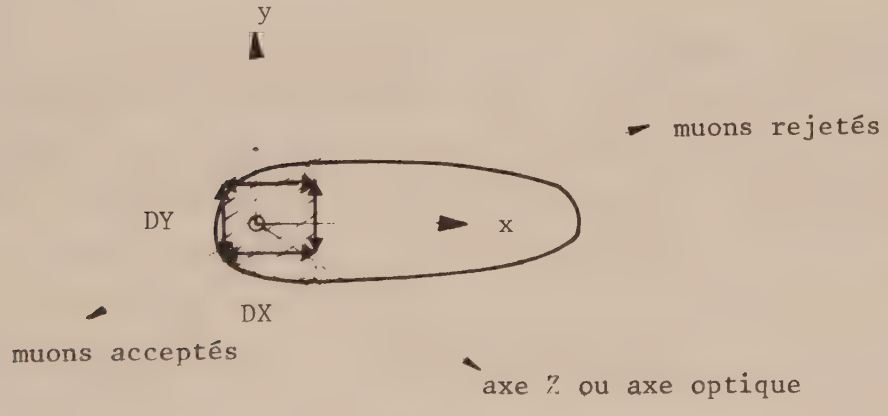



Figure (IV, 5) : *DISTRIBUTION DANS LE PLAN o x y DE L'IMPACT DES MUONS "PRIMAIRES" SUR LA CHAMBRE A FILS WF2 (fig. (I, 1))*; les muons émis tout au long du transport du faisceau forment un halo étendu dans la direction o x et rejeté en grande partie par les coupures d'espace de phase de largeur DX.

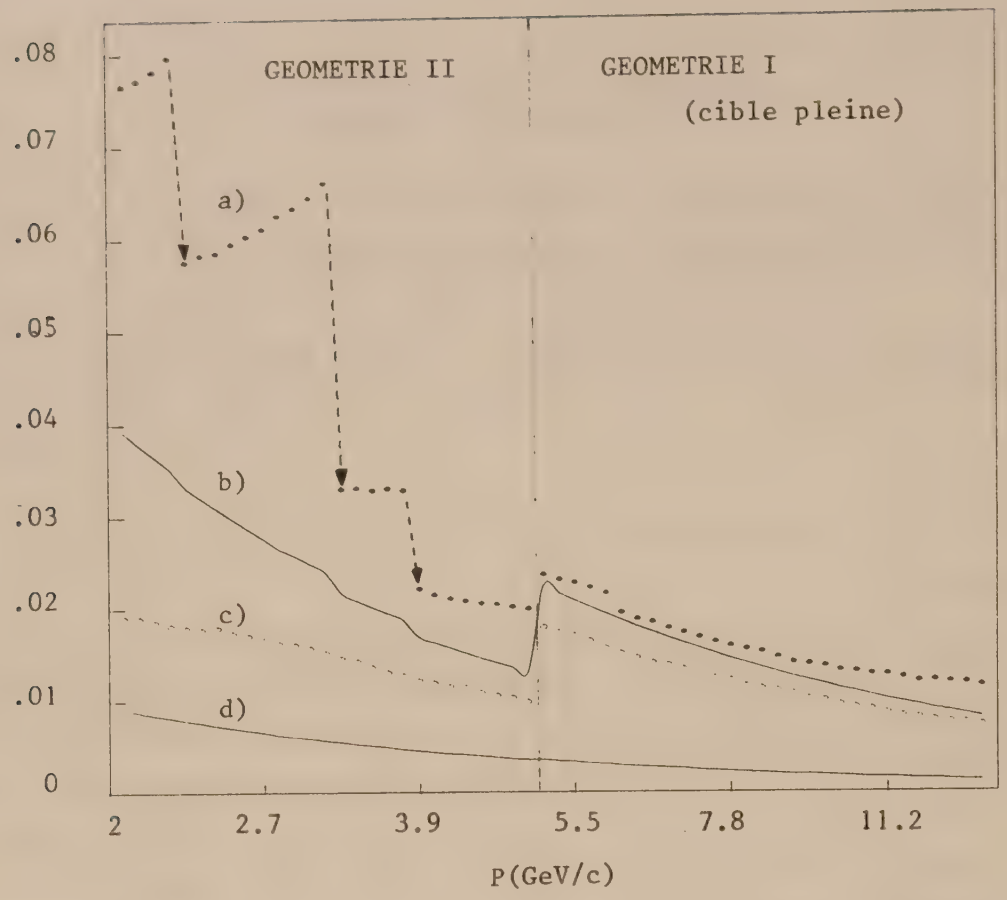



Figure (IV, 6) : TAUX DE "MUONS" ( a)) MESURES DANS LE CYCLE MI-LONG APRES SOUSTRACTION DE LA COMPOSANTE "PRIMAIRE" DES MUONS (*cor.* (IV, 12)); ces taux sont comparés aux pourcentages de muons émis ($\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}$) entre la chambre à fils W3 et :

b) l'entrée du mur de fer; les discontinuités de cette courbe en GEOMETRIE II correspondent aux diminutions de longueur de fer effectuées à partir de l'entrée du détecteur des muons.

c) la chambre à fils WF1; ces valeurs sont celles de l'histogramme angulaire des muons du *cycle long* (fig. (II, 7)).

d) la cible d'hydrogène $H_2$.

Soulignons que les valeurs expérimentales c) se situent bien entre les courbes d) et b) comme on s'y attend.

La largeur de cette contrainte, mesurée sur la chambre à fils W3 variant entre 1 mm et 4 mm, le taux de muons "primaires" reste inférieur à $10^{-2}$ pour l'ensemble de l'expérience; l'erreur de correction (§ suivant), liée à ce faible taux de muons reste donc une quantité petite.

- les muons issus de désintégrations $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}$ entre W3 et l'entrée du détecteur de muons; la longueur moyenne de désintégration $L_D(p)$ s'écrivant :

$$L_D(p) = \gamma c\tau \simeq 55.9 \quad p \qquad \text{(IV.13)}$$

pour un pion, ce taux est compris entre $10^{-2}$ et $4.5\ 10^{-2}$ comme le montre la courbe b) de la figure (IV, 6). Les discontinuités de cette courbe b) en GEOMETRIE II, correspondent aux diminutions de la longueur du détecteur de muons, effectuées à partir de son entrée.

Sur cette même figure, la courbe d) représente le taux de désintégrations $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}$ entre la chambre à fils W3 et la cible; les taux de muons mesurés dans le *cycle long* (fig. (IV, 6); c)) correspondant aux désintégrations entre W3 et WF1 se situent bien entre les deux courbes b) et d), comme on s'y attend.

Les quantités a) de cette figure (IV, 6) représentent les taux de "muons" mesurés (for. (IV, 5)) après soustraction des muons "primaires" représentés dans la formule (IV, 12). L'écart entre ces valeurs a) et la courbe b) fournit la variation continue de surefficacité S(p) représentée sur la figure (IV, 7).

Cette figure (IV, 7) conduit aux remarques suivantes :

- les valeurs de surefficacité deviennent importantes ($\sim 4\ 10^{-2}$) aux basses impulsions ($p \lesssim 3.5$ GeV/c) contrairement à la région $p > 5$ GeV/c où l'augmentation lente reste inférieure à $4\ 10^{-3}$.
- la comparaison de nos données avec celles de la référence (GABRIEL 78) indique le même comportement de S avec l'impulsion.
- par cette méthode d'évaluation de S, nous retrouvons les valeurs des discontinuités $\Delta S$ précédemment étudiées aunsi que celle à l'impulsion nominale de 5.098 GeV/c correspondant au changement de géométrie.

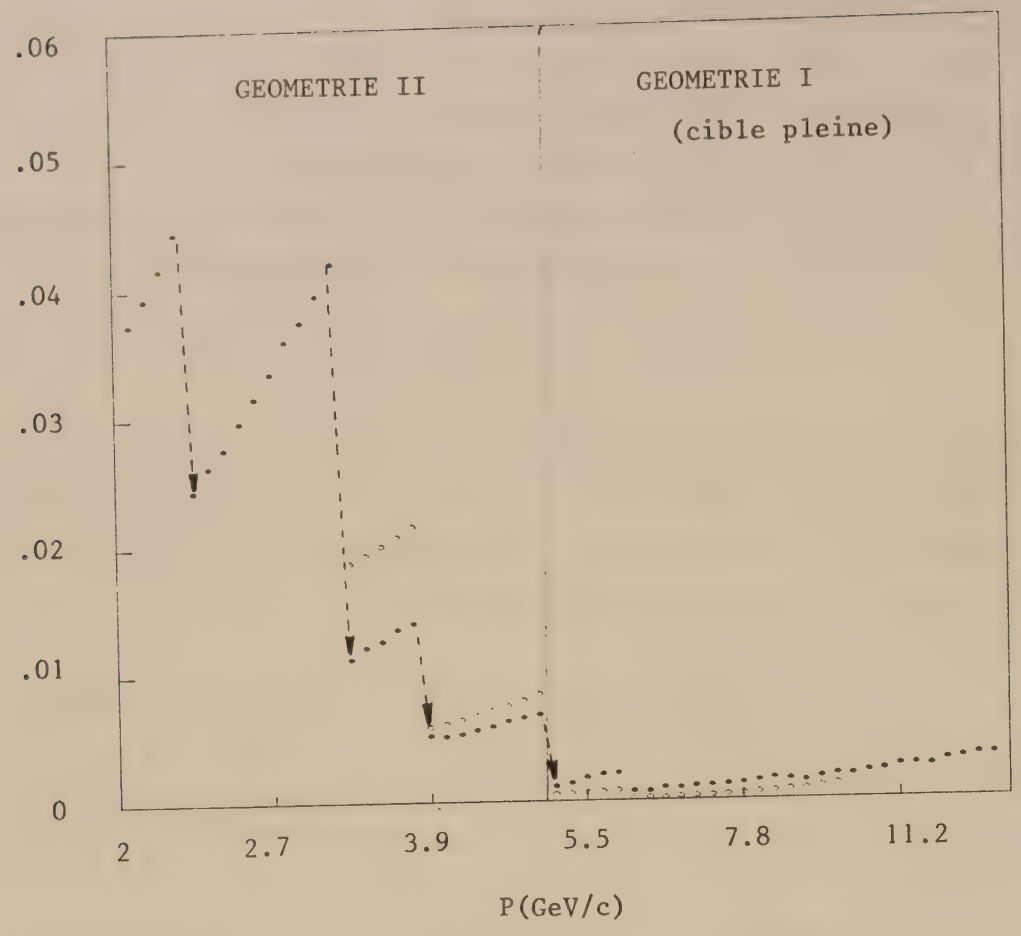



Figure (IV, 7) : TAUX DE SUREFFICACITE S(p) POUR L'ENSEMBLE DE L'EXPERIENCE. Les données, comparées entre 3 GeV/c et 10 GeV/c, à celles de la référence (GABRIEL 78) montrent le même comportement avec l'impulsion. La correction de "punch thru", importante aux basses impulsions $p \lesssim 3$ GeV/c devient négligeable vers 6 GeV/c puis croît lentement avec l'impulsion, sans excéder $5\ 10^{-3}$ à 14 GeV/c.

## IV - 3 : CORRECTION DE NORMALISATION

L'étude du paragraphe précédent nous a montré que :

- l'inefficacité du détecteur de muons est négligeable
- les particules appelées "muons" en ligne sont essentiellement des pions, seuls les muons "primaires" (< à 1%) sont de vrais muons.

Considérant le nombre total de particules dans le faisceau, $N_i^\pi + N_i^\mu$ les corrections à lui apporter pour obtenir le nombre de pions incidents à la cible se résument alors dans le Tableau ci-dessous.

| NOM | FACTEUR DE CORRECTION | TAUX | FORMULE |
|---|---|---|---|
| $C_e$ | Contamination $e^-$ | < 28% | $(1 - C_e - (H)$ |
| $C_h$ | Contamination $K^-$, $\bar{p}$ | < 2% | |
| MU | Contamination $\mu^-$(primaires)$(-\infty \rightarrow W3)$ | < 1% | $(1 - MU)$ |
| D | Désintégration W3 → cible | < 1% | $e^{-L_{3c}/L_D}$ |

Tableau (IV, 2) : *RESUME DES FACTEURS DE CORRECTIONS DU NOMBRE $N_i^\pi + N_i^\mu$ POUR LE CALCUL DU NOMBRE DE PIONS INCIDENTS A LA CIBLE*

Le nombre de pions arrivant sur la cible se calcule donc par la formule suivante :

$$N_i = (N_i^\pi + N_i^\mu)\ (1 - C_e - C_h)\ (1 - MU)\ e^{-L_{3c}/L_D} \qquad \text{(IV, 14)}$$

où $L_{3c}$ ($\sim$ 1.023) est la distance entre la chambre à fils W3 et la cible; les muons émis avant W3 sont comptés dans les muons "primaires" (for. (IV, 12)

La figure (IV, 8) représente donc les quantités :

$$\frac{N_i}{N_i^\pi + N_i^\mu} = (1 - C) \qquad \text{(IV, 15)}$$

pour les 56 prises de données, ces corrections calculées par (IV, 14) étant identiques en cible pleine et vide. Sur cette figure, nous indiquons aussi le taux de $K^-$ et $\bar{p}$, mesurés à l'aide des compteurs Cerenkov et le taux de désintégrations $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}$ entre W2 et la cible.

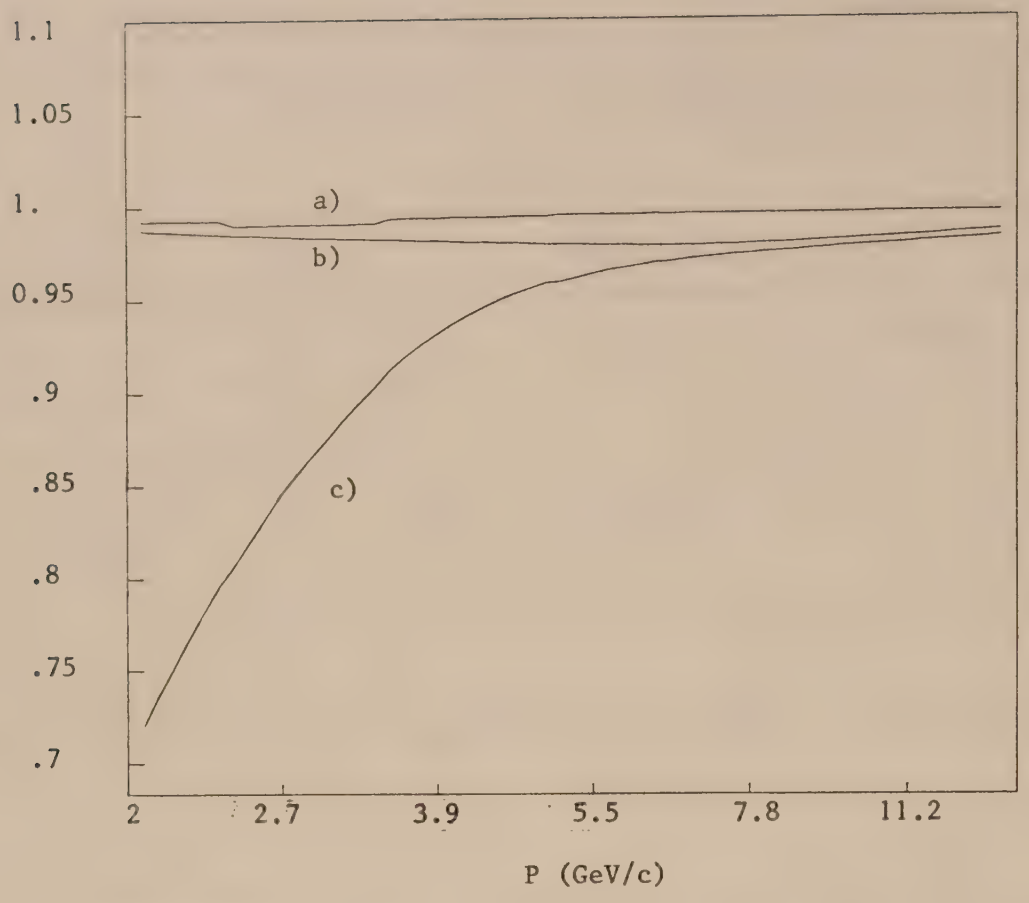



Figure (IV, 8) : LA COURBE c) REPRESENTE A CHAQUE IMPULSION NOMINALE, LE TAUX DE PIONS PRESENTS DANS LA SOMME $N_i^{\mu} + N_i^{\pi}$ DES PARTICULES DE L'ECHANTILLON.
L'effet important, à basse énergie, des électrons sur ce facteur de correction est à comparer avec :

a) le taux de muons "primaires"
b) le taux de désintégrations entre W3 et la cible + taux de contamination en $K^-$ et $\bar{p}$.

Les valeurs de cette figure, obtenues par (IV, 14), dépendent d'une part de la précision de mesure du taux d'électrons à basse énergie ($p \lesssim 3.5$ GeV/c) et d'autre part de la dépendance avec l'impulsion de la composante "primaire" des muons (for. (IV, 12)) utilisée lors de l'évaluation de la surefficacité (§ 2) du détecteur de muons.

Dans le paragraphe suivant, nous mettons en oeuvre une méthode qui doit fournir, en principe, les pourcentages (1-C) absolus de correction (IV, 15).

Remarque : La contamination du faisceau en $K^-$ et $\bar{p}$ intervient aussi pour la correction du taux d'événements diffusés, ces particules parasites effectuant elles aussi des diffusions nucléaires dans la cible d'hydrogène (chapitre V).

IV - 4 : ESSAI DE NORMALISATION ABSOLUE DES $\sigma_{tot}$

Principe : L'idée de base pour mesurer de façon absolue le nombre de pions incidents à la cible est d'utiliser un phénomène physique lié uniquement aux pions du faisceau, à savoir la désintégration $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}$. Justement, la distribution angulaire de muons mesurée dans le *cycle long* est constituée principalement de $\mu^-$ émis autour de la cible, la diffusion coulombienne des muons "primaires" étant négligeable. Le calcul de la distribution angulaire correspondant à notre acceptance fournit le facteur de correction absolue par le rapport suivant :

$$\frac{\int_{\Theta_1^2}^{\Theta_2^2} \text{taux de muons mesurés dans le cycle long}}{\int \text{taux de muons dans l'acceptance correspondante}} \qquad \text{(IV, 15 bis)}$$

La précision de cette méthode de normalisation absolue est liée à la précision du calcul de l'acceptance et à celle de la correction de la distribution expérimentale que nous devrons effectuer.

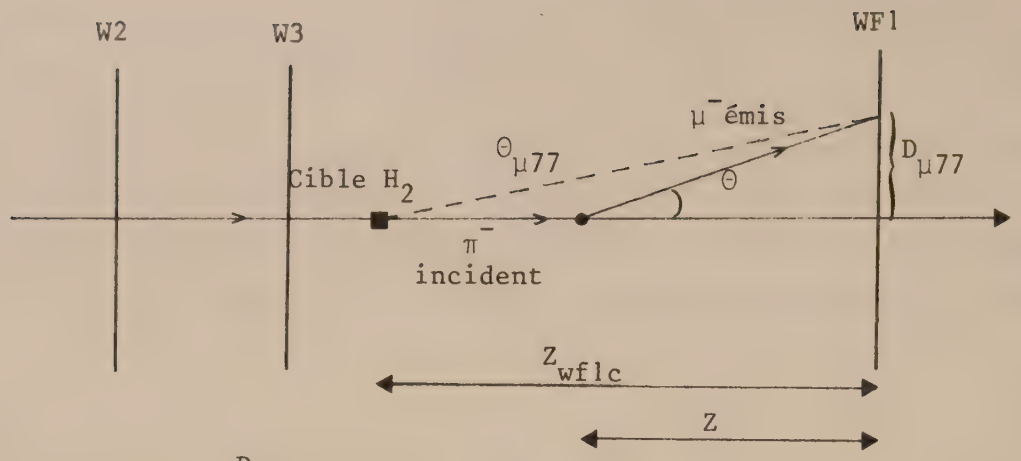
*Calcul de la distribution*. Le calcul s'effectue analytiquement dans le plan $(\cos \Theta^*, z)$ en considérant :

- une distribution uniforme en $\cos \Theta^*$ d'émission du $\mu^-$ dans le référentiel du $\pi^-$ au repos ($R_{\pi^- \text{ repos}}$).
- la conservation des probabilités lors du changement de référentiel $R_{\pi^- \text{ repos}} \rightarrow R_{\text{labo}}$ soit :

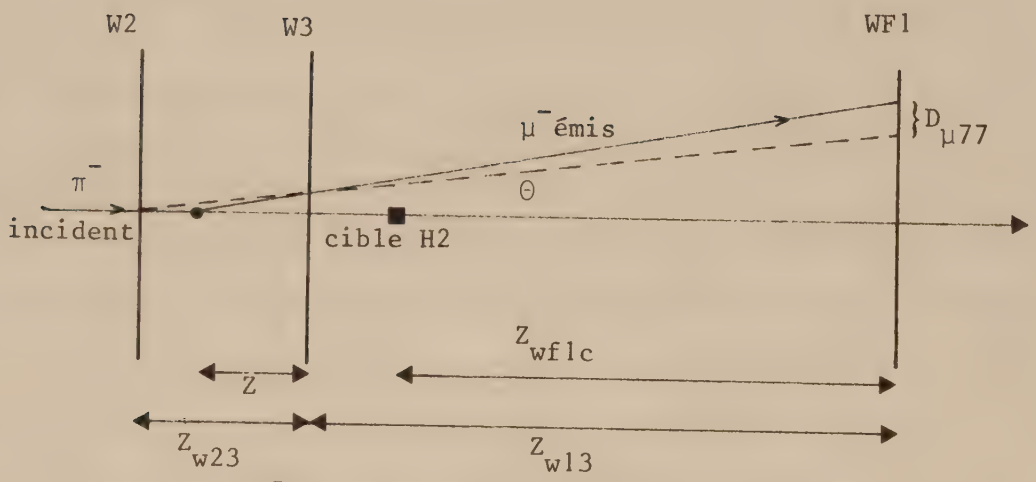
$$P(\tau_1 < \tau < \tau_2) = \int_{\chi_-^1}^{\chi_-^2} \frac{d(\cos \Theta^*)}{2} + \int_{\chi_+^2}^{\chi_+^1} \frac{d(\cos \Theta^*)}{2} \qquad \text{(IV, 16)}$$

où $\chi_\pm^{1,2}$ sont définis par :

$$\chi_\pm^{1,2} = (\cos \Theta_{1,2}^*)_\pm = \frac{-\beta_\mu^* \pm \sqrt{\Delta_{1,2}}}{1 \mp \beta_\mu \sqrt{\Delta_{1,2}}} \quad ; \quad \Delta_{1,2} = 1 - \frac{\tau_{1,2}}{\tau_M} \qquad \text{(IV? 17)}$$




a) $\Theta_{\mu 77} = \frac{D_{\mu 77}}{Z_{wflc}} = \Theta \cdot \frac{Z}{Z_{wflc}}$ $\qquad 0 < Z < Z_{wflc}$




b) $\Theta_{\mu 77} = \frac{D_{\mu 77}}{Z_{wflc}} = \Theta \cdot \frac{Z_{w13}}{Z_{wflc}} \left(1 - \frac{Z}{Z_{w23}}\right)$ $\qquad 0 < Z < Z_{w23}$

Figure (IV, 9) : La formule linéaire (I, 7)

$$\Theta^{x,y} = \sum_{i=1}^{z} \alpha_i \, c_i^{x,y}$$

mesure la distance $D_{\mu 77}$ dont le rapport à $Z_{wfsc}$ fournit l'angle apparent $\Theta_{\mu 77}$ d'émission. Les formules a) et b) expriment la relation entre $\Theta_{\mu 77}$ et l'angle véritable $\Theta$ d'émission pour un lieu de désintégration du $\pi^-$ situé en aval ou en amont de la chambre à fils W3. L'angle apparent maximum $\Theta_{\mu 77}^{max}$, correspondant à une désintégration en W3 vaut :

$$\Theta_{\mu 77}^{max} = \Theta_{max} \quad \frac{Z_{w\,13}}{Z_{wflc}}$$

Les quantités $\chi_{\pm}$ (for. (IV, 17)), s'obtiennent par les formules de transformation de Lorentz avec les approximations $\beta_\pi \sim 1$ et $\text{tg}\,\Theta \sim \Theta$.

Nous avons défini dans les expressions (IV, 17)

$-\beta^*_\mu c = \dfrac{P^*_\mu c}{E^*_\mu} \sim .2713\ c$ est la vitesse du $\mu^-$ dans le référentiel du $\pi^-$ au repos.

- $\tau_M = \Theta^2_M$ est le carré de l'angle maximum d'émission du $\mu^-$ fourni par la formule approchée ($p_\pi \gg m_\pi$) :

$$\Theta^2_M = \tau_M \simeq \frac{1}{\gamma}\,\frac{P^*_\mu}{m_\mu} \quad ; \quad \gamma = \frac{P_\pi}{m_\pi}$$

L'acceptance dans le plan ($\cos\Theta^*$, Z) est :

- complète en $\cos\Theta^*$ car tous les muons émis autour de la cible sont détectés par la chambre à fils WF1.
- comprise, pour la variable Z, entre les chambres à fils W3 et WF1 car;
  a) les muons émis avant W3 entrent dans la catégorie des muons "primaires"
  b) les muons émis après WF1 sont des pions du faisceau à la traversée de WF1.

Le domaine d'intégration dans ($\cos\Theta^*$, Z), correspondant à un pas donné de l'histogramme angulaire, réalisé dans le μ77, se calcule en considérant :

- la variation de l'angle d'émission Θ du muon avec le lieu Z, comme nous l'expliquons sur la figure (IV, 9)
- la relation entre Θ et $\cos\Theta^*$ fournie par les expressions (IV, 17).

Nous aurons donc :

$$P(\ \tau^1_{\mu 77} < \Theta^2_{\mu 77} < \tau^2_{\mu 77}) = \sum_i P_i\,\frac{\Delta Z_i}{L_D}\,e^{-Z_i/L_D} \qquad \text{(IV, 18)}$$

où la somme discrète est effectuée dans le domaine en ($\cos\Theta^*$, z) correspondant, comme nous l'illustrons sur la figure (IV, 10). Dans cette formule (IV, 18)

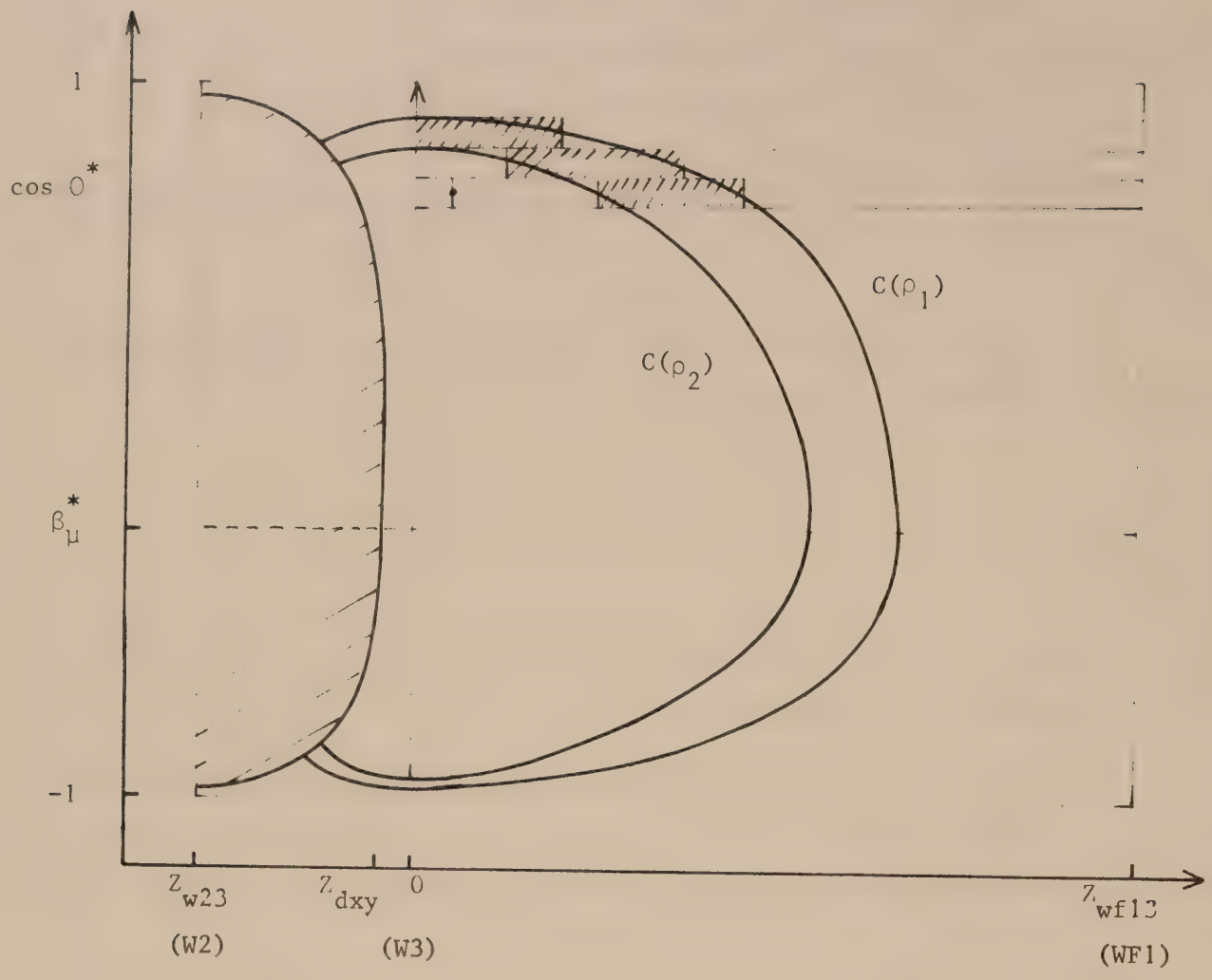



Figure (IV, 10) : *METHODE DE CALCUL DE LA DISTRIBUTION ANGULAIRE THEORIQUE DES MUONS, MESUREE PAR LE μ77*. A une valeur fixée de la variable

$$\rho = \frac{\Theta^2_{\mu 77}}{\Theta^{2\ max}_{\mu 77}}$$

correspond une courbe $C(\rho)$ dans le plan $(\cos \Theta^*, Z)$ obtenue à partir des formules a) ou b) de la figure (IV, 9) et des formules (IV, 17). Le contenu d'un pas de l'histogramme (for. (IV, 18)) caractérisé par $\rho_1 < \rho < \rho_2$ s'obtient en calculant la somme des probabilités dans le domaine compris entre les courbes $C(\rho_1)$ et $C(\rho_2)$; l'erreur d'arrondi du calcul de cette somme discrète (IV, 18) correspondant au pavage rectangulaire indiqué, est négligeable car la distribution en $\cos \Theta^*$ est uniforme. L'aire hachurée en amont de W3 correspond aux rejets de muons par les coupures d'espace de phase $D_X$ et $D_Y$.

- $\frac{\Delta Z_i}{L_D}$ est la probabilité d'émission d'un muon dans l'intervalle $\Delta Z_i$ du pas d'intégration; $L_D$ est la longueur de désintégration définie par la formule (IV,13 ).
- $e^{-Z_i/L_D}$ est le taux de pions restants en Z.
- $P_i = \frac{\Delta \cos \Theta_i^*}{2}$ est la probabilité d'émission d'un muon dans l'intervalle $\Delta \cos \Theta_i^*$.

Sur la figure (IV, 10) nous avons défini de façon plus précise l'acceptance en Z car nous tenons compte des coupures d'espace de phase (II, § 2). Par ces dernières, nous rejetons les muons émis avant la chambre à fils W3 et dont la trajectoire apparente ne converge pas vers un foyer (fig. (IV, 11)).

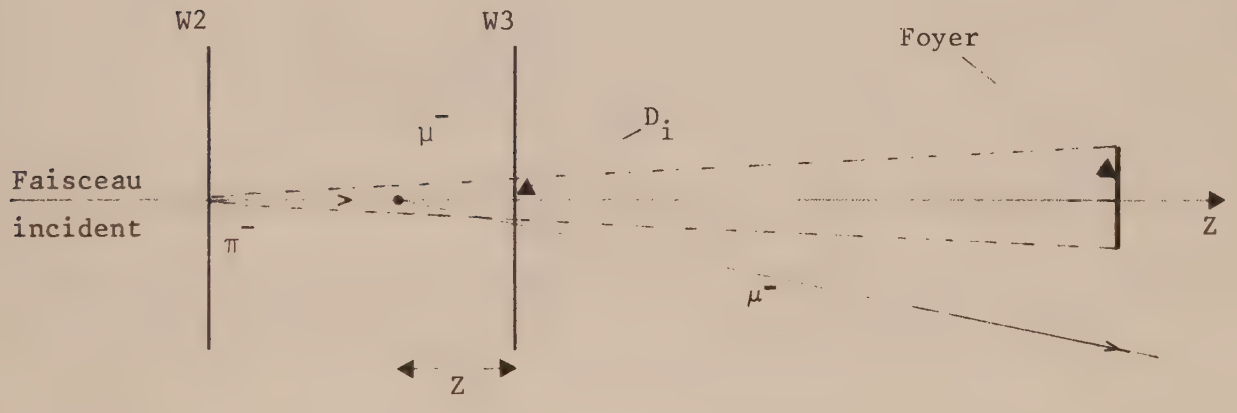



Figure (IV, 11) : *MUON, EMIS AVANT W3, DONT LA TRAJECTOIRE NE CONVERGE PAS VERS LE FOYER.* Les coupures s'appliquent aux muons dont l'angle d'émission projeté $\Theta_x$ ou $\Theta_y$ est tel que :

$$Z\,\Theta_i > D_i/2 \qquad (i = x, y)$$

La perte d'acceptance dans le plan ($\cos \Theta^*$, Z), correspondant à ces coupures est hachurée sur la figure (IV, 10).

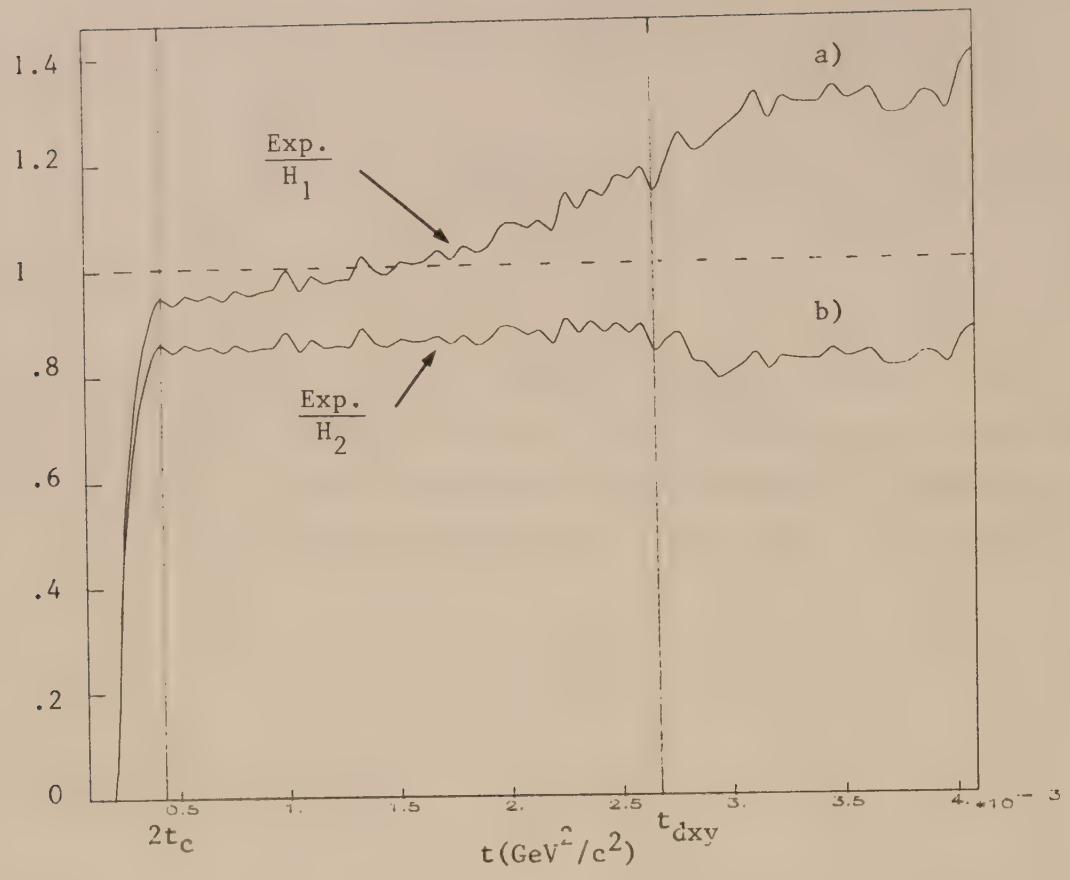



Figure (IV, 12) : Rapport de la distribution expérimentale, à celle d'un faisceau pur de $\pi$ arrivant en W3, correspondant :
a) aux données brutes
b) aux données corrigées des muons émis entre W2 et W3.

Les traits verticaux montrent l'acceptance réduite utilisée pour le calcul du facteur de correction. L'écart entre ce rapport b) et la valeur 1 mesure le taux important d'électrons présents à cette impulsion nominale de 2.3 GeV/c.

L'acceptance résiduelle en Z, avant W3, valant en moyenne 10 cm, nous décomposons le calcul de la distribution en deux étapes correspondant à :

- la partie principale pour la région en Z comprise entre W3 et WF1 (Histogramme $H_1$)
- la correction, apportée à $H_1$, dûe à l'acceptance réduite avant W3 (fig. (IV, 10))

La figure (IV, 12) représente les rapports de la distribution expérimentale normalisée à $N_i^{\pi} + N_i^{\mu}$, à celle calculée aux deux étapes que nous venons de définir. Cette figure montre :

- l'effet de la coupure $t_c$ du cycle court sur la distribution expérimentale, la croissance des rapports entre $t_c$ et 2 $t_c$ correspondant à l'acceptance de cette coupure.
- le calcul d'acceptance qui tient compte des désintégrations avant W3 fournit un rapport ( b)) constant pour $t < t_{dxy}$ ; la rupture visible pour $t \gtrsim t_{dxy}$ correspond à l'emploi d'une coupure circulaire dans le plan (DX, DY) et non rectangulaire. Cette limitation de notre calcul d'acceptance des coupures d'espace de phase ne nous gêne pas car :
  a) la région angulaire $t > t_{dxy}$ contenant une statistique très petite, nous ne gagnerons pas beaucoup en précision en améliorant notre calcul.
  b) nous pouvons calculer la correction de normalisation en considérant l'intégrale des distributions entre 2. $t_c$ et $t_{dxy}$ , région angulaire où notre calcul d'acceptance représente bien les données et qui contient la part importante de la statistique.

*Résultats*. Nous calculons donc à chaque impulsion nominale les quantités suivantes :

$$\frac{\int_{2t_c}^{t_{dxy}} \text{taux experimental}}{\int_{2t_c}^{t_{dxy}} \text{taux calculé}} = \frac{N_{\mu}^{Exp}(2.t_c < t < t_{dxy})}{(N_i^{\pi} + N_i^{\mu} - MU)} \times \frac{N_{\pi}^{W3}}{N_{\mu}^{cal}(2.t_c < t < t_{dxy})}$$

$$= \frac{N_{\pi}^{W3}}{(N_i^{\pi} + N_i^{\mu} - MU)} \qquad \text{(IV, 19)}$$

Dans l'expression (IV, 19), la variable MU représente le taux de muons "primaires (§ précédent). Les quantités (IV, 19) ne s'obtiennent pas directement par le rapport b) de la figure (IV, 12), car nous devons tenir compte des événements *pathologiques*; ces derniers, qui correspondent à des muons associés à une surefficacité des détecteurs WF1 et WF2, ont été rejetés dans le *cycle long* (II, § 2). Cette correction que nous avons à effectuer sur la distribution expérimentale, est la principale limitation de notre méthode de normalisation absolue comme nous allons le voir.

La figure (IV, 13) représente le taux de pions présents dans le faisceau pour les 56 prises de données en cible pleine et cible vide. Nous voyons sur cette figure:

- des fluctuations des valeurs de correction liées aux erreurs statistiques et systématiques de la correction par les événements pathologiques de la distribution expérimentale.
- un bon accord, compte tenu de ces erreurs avec la courbe continue de correction (fig. (I , 8)).

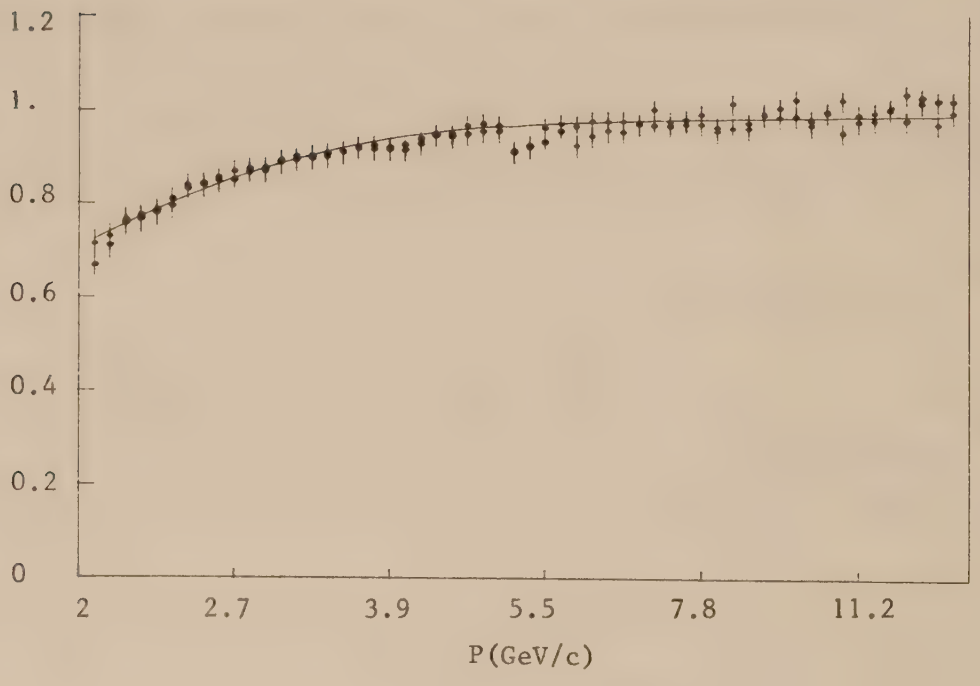



Figure (IV, 13) : *TAUX DE $\pi^-$ PRESENTS DANS LE FAISCEAU A LA CIBLE POUR LES 56 PRISES DE DONNEES CIBLE PLEINE ET VIDE.*
La comparaison des valeurs obtenues avec les mesures de contaminations (§ 1) sont en bon accord compte tenu des erreurs de la méthode de normalisation absolue. La courbe continue qui représente les corrections calculées au (§ 3) sera utilisée pour la correction de normalisation des $\sigma_{tot}$.

En conclusion, la méthode de normalisation absolue est entachée d'une erreur (indiquée sur la fig. (IV, 12)) qui n'est pas inférieure à celle des mesures de contaminations à l'aide des compteurs Cerenkov. Cependant, l'accord obtenu, compte tenu de ces erreurs, entre ces deux mesures constitue une bonne garantie des valeurs des corrections calculées au paragraphe précédent. Nous utiliserons donc les valeurs de la courbe c) de la figure (IV, 8) en gardant à l'esprit que les erreurs de cette correction sont liées :

- à l'évaluation du taux de muons primaires à l'aide de la formule (IV, 12)
- aux taux importants d'électrons à basse énergie, qui n'est pas connu en valeur absolue à mieux que quelques $10^{-2}$.

Remarque : Nous avons déjà indiqué (IV, § 3) que les corrections de la figure (IV, 8) sont identiques pour les mesures de cible pleine et de cible vide. Ces dernières étant été réalisées à des moments différents, nous ne sommes pas assurés que les taux de contaminations soient égaux, bien que nous ayons reproduit au mieux l'espace de phase du faisceau entre les deux mesures. Ceci constitue une des limitations de notre correction de cible vide dont nous reparlerons au chapitre V (§ 2).

# CHAPITRE V

## V-I : CORRECTION D'INEFFICACITE DES COMPTEURS DE TRANSMISSION.

Dans ce paragraphe nous cherchons à évaluer le nombre de pions du faisceau que nous avons comptés dans les *hors acceptance* (II, § 2). Ces derniers sont définis en ligne par les événements détectés avec :

a) pas de trace vue dans WF1 et WF2

b) pas de trace vue dans WF1 et le plan XF2

c) pas de trace vue dans WF1 et le plan YF2

Les catégories b) et c) non négligeables, contiennent des événements interagis , détectés par un seul plan, de fils de WF2, car son acceptance est cruciforme. Nous cherchons donc à évaluer le taux d'inefficacité correspondant à ces configurations de plans absents. Après avoir indiqué les caractéristiques de nos chambres à fils WF1 et WF2, nous étudions leurs inefficacités à partir de nos mesures effectuées en ligne. Cette étude nous conduit au calcul de la correction recherchée.

Les principales caractéristiques de nos chambres à fils WF1 et WF2 sont résumées dans le tableau (IV, 1).

| CARACTERISTIQUES | WF1 | WF2 |
|---|---|---|
| Gap | 6 mm | 10 mm |
| Pas | 1 mm | 2 mm |
| Haute tension nominale | ∿ 4500 V | ∿ 5000 V |
| Région sensible (x, y) | 192 mm | 256 mm |
| Dispersion en temps des signaux | ∿ 40 ns | ∿ 50 ns |

Tableau ( V, 1) : *CARACTERISTIQUES DES CHAMBRES A FILS DE TRANSMISSION WF1 et WF2.*

Nous avons utilisé le mélange "magique" de gaz suivant :

∿ 70 % Argon

∿ 29.6% Isobutane

∿ .4% Freon

qui permet, en comparaison du mélange classique Argon-Isobutane, de réduire le taux de fils touchés adjacents et d'augmenter la tension de claquage.

Dans une chambre à fils on distingue en général deux types d'inefficacités que l'on peut énumérer de la façon suivante :

- L'inefficacité intrinsèque liée à la statistique de l'ionisation primaire (inefficacité quantique) correspondant à une fluctuation du nombre d'électrons primaires. Cette inefficacité étant de l'ordre de $10^{-10}$ pour notre mélange de gaz et un gap de 1cm, l'inefficacité simultanée d'au moins 3 gaps ($\lesssim 10^{-18}$) est négligeable et ne nous intéressera pas dans la suite.
- L'inefficacité "effective" liée au temps mort de l'électronique et à la distribution en temps et position du faisceau est la grandeur que nous étudions dans ce paragraphe.

*Inefficacités simples.*

La figure (V, 1) représente les valeurs moyennes pour les 56 prises de données en cible pleine, des événements avec le plan XF1 absent (que nous noterons $\overline{XF1}$). Comme nous le voyons, l'inefficacité dans la région du faisceau est une quantité très petite qui reste en général inférieure à $\sim 3\ 10^{-3}$.

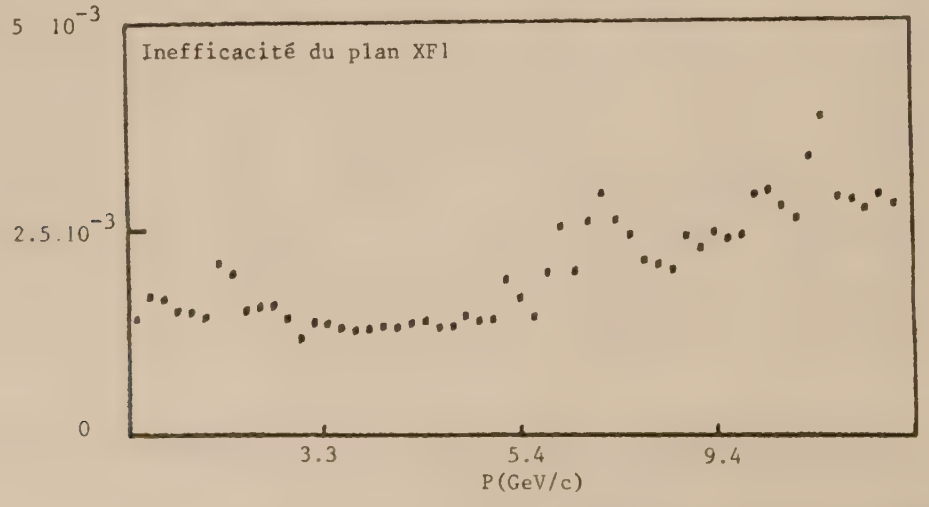



Figure (V, 1) : *INEFFICACITE DU PLAN, XF1 POUR LES 56 PRISES DE DONNEES EN CIBLE PLEINE, DANS LA REGION DU FAISCEAU.* Ces quantités restent très petites (< $5\ 10^{-3}$) pour l'ensemble de l'expérience.

L'inefficacité d'un plan de fils, correspondant aux passages successifs de deux particules, s'écrit :

$$I_1 = T_1^m \, \phi / n_1 \qquad (V, 1)$$

où $T_1^m$ est le temps mort, $\phi$ le flux et $n_1$ le nombre moyen de fils couverts par le faisceau. L'expression (V, 1) suppose , comme c'est notre cas, que le temps moyen $\tau$ d'arrivée en 2 particules est tel que $\tau \gg T_1^m$, où $T_1^m$ est évalué à environ 120 ns. Ce temps mort effectif est inférieur au temps mort de l'électronique, grâce aux rejets des traces multiples dans les chambres de faisceau, effectués dans le cycle *mi-long* et à l'unité de déclenchement.

La figure (V, 2) représente le diagramme de corrélation $\overline{XF1/YF1}$ pour les 56 prises de données avec la cible pleine. Cette figure montre :

- l'inefficacité du plan YF1 est du même ordre de grandeur que celle du plan XF1.
- les temps morts de ces deux plans sont du même ordre de grandeur car le nombre moyen de fils touchés dans chaque projection ox et oy est le même comme nous l'indiquons dans le tableau (V, 2).

| P(GeV/c) | XF2 | YF1 | XF2 | YF2 |
|---|---|---|---|---|
| 14 | 16 | 16.7 | 7.7 | 7.3 |
| 5.098 | 20 | 19 | 9.6 | 7.7 |
| 5.098 | 16 | 15.8 | 7.7 | 7.8 |
| 2.57 | 20 | 18 | 9.1 | 8.2 |
| 2 | 23 | 20.3 | 8.5 | 7.8 |

Tableau (V, 2) : *NOMBRE MOYEN DE FILS COUVERTS PAR LE FAISCEAU INCIDENT.*

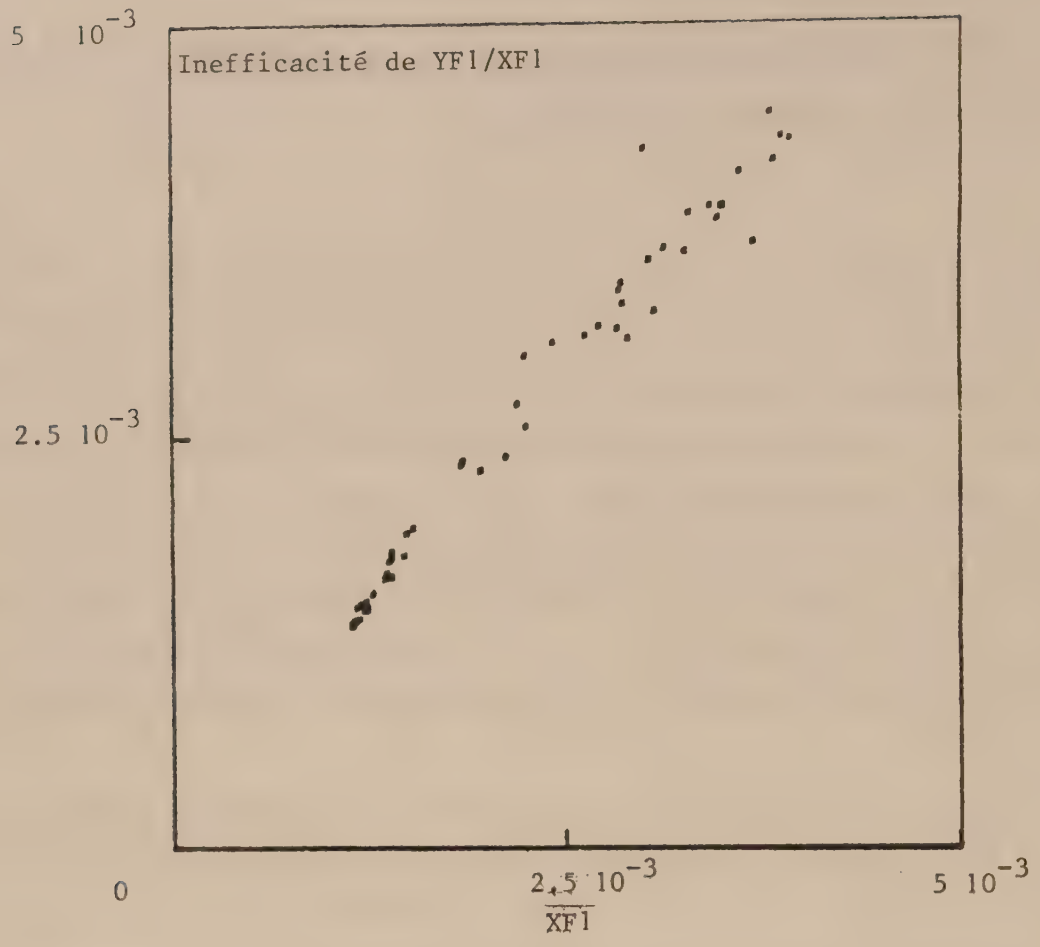



Figure (V, 2) : *INEFFICACITE DU PLAN DE FILS DE YF1 EN FONCTION DE CELLE DE XF1.* La dimension du faisceau étant la même en X et Y, (Tableau (V, 2)), on en déduit que les temps morts sont sensiblement les mêmes sur les deux plans.

Nous n'avons pas mesuré en ligne l'inefficacité de la chambre à fils WF2 car les pions du faisceau avec $\overline{XF2}$ ou $\overline{YF2}$ ne sont pas détectés dans le *cycle court*. Indiquons néanmoins que l'inefficacité de ce détecteur, mesurée par un programme d'étude (efficacité, taux de fils adjacents touchés...) des chambres à fils est de l'ordre de $1.5\ 10^{-2}$.

*Inefficacités à plusieurs plans.* L'inefficacité simultanée des deux plans XF1 et XF2 (notée $\overline{XF1}\ \overline{XF2}$) est représentée en fonction de $\overline{XF1}$ sur la figure (V, 3).

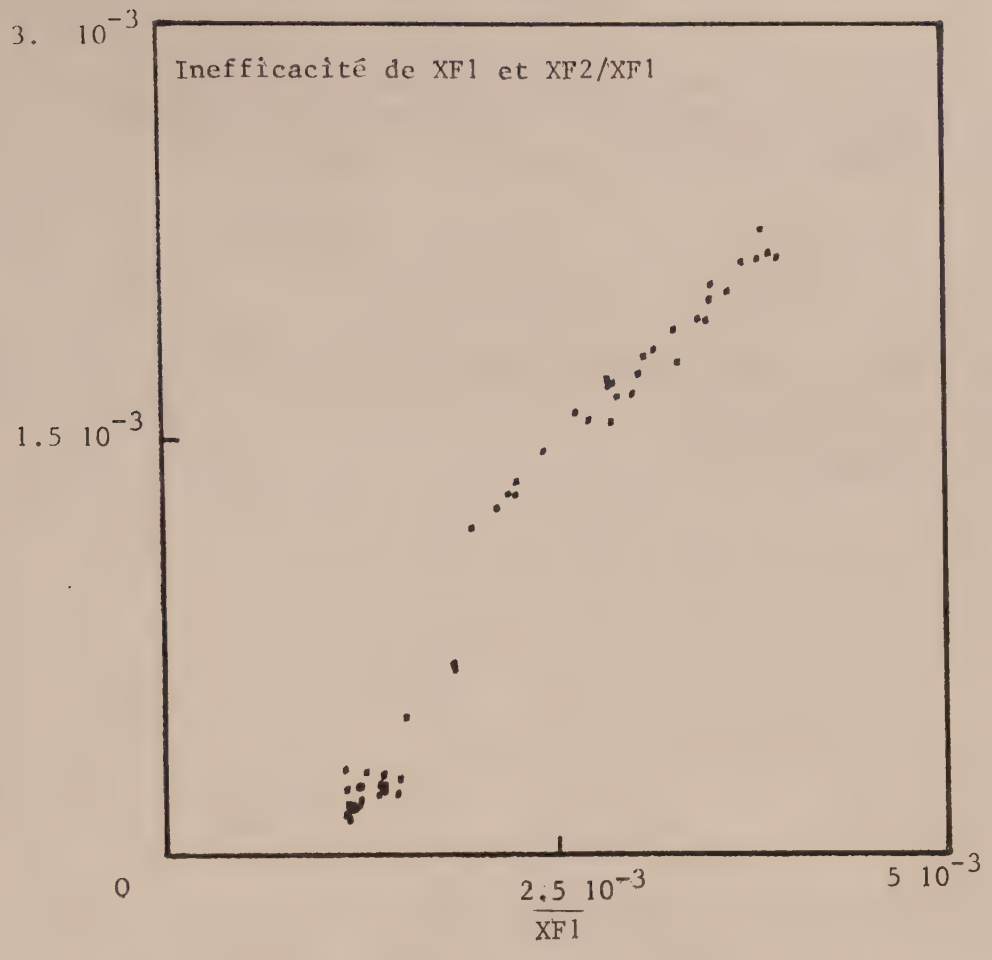



Figure (V, 3) : *INEFFICACITE SIMULTANEE DES DEUX PLANS XF1 ET XF2 EN FONCTION DE CELLE DE XF1* : L'ordre de grandeur de $\overline{XF1}\ \overline{XF2}$ indique qu'un temps mort sur XF1 induit un temps mort sur XF2. La relation linéaire entre ces deux inefficacités montre que l'inefficacité double correspond aussi au passage de deux particules.

La relation linéaire qui apparaît sur ce diagramme de corrélation, entre ces deux inefficacités nous amène à écrire la quantité $\overline{XF1}\ \overline{XF2}$ sous la forme :

$$I_2 = T_m^{(1,2)}\ \phi/n_{12} \qquad (V, 2)$$

Dans cette expression, qui correspond aussi au passage de deux particules comme dans le cas d'une inefficacité simple, nous avons défini :

$T_m^{(1,2)}$ le temps mort associé aux deux plans, dont la valeur maximum est égale au plus petit des deux temps mort, soit $T^1$ dans notre cas.

$n_{12} = n_1.n(2 \text{ si } 1) = n_2.n(1 \text{ si } 2)$ ; la quantité n(2 si 1)(n(1 si 2))représente le nombre moyen de fils touchés sur le plan XF2 (XF1) par fil en XF1(XF2) touché.

Il est important pour la suite de remarquer que les valeurs de ces inefficacités doubles sont du même ordre de grandeur que celle de XF1 ou YF1. Cette forte corrélation est liée à la divergence quasi nulle du faisceau comme nous l'expliquons maintenant.

Comparant l'expression (V, 2) avec (V, 1), la pente ($\sim$ 1.7) de la droite de corrélation de la figure (V, 3) s'écrit :

$$\frac{\overline{XF1}}{\overline{XF1\ \ XF2}} = n(2 \text{ si } 1) \sim 1.7$$

où nous avons choisi la valeur maximum pour $T_m^{(1,2)}$. Ce nombre de fils touchés en XF2 par fil touché en XF1, n(2 si 1), est très proche de celui obtenu avec un faisceau très focalisé (n(2 si 1) = 1.33).

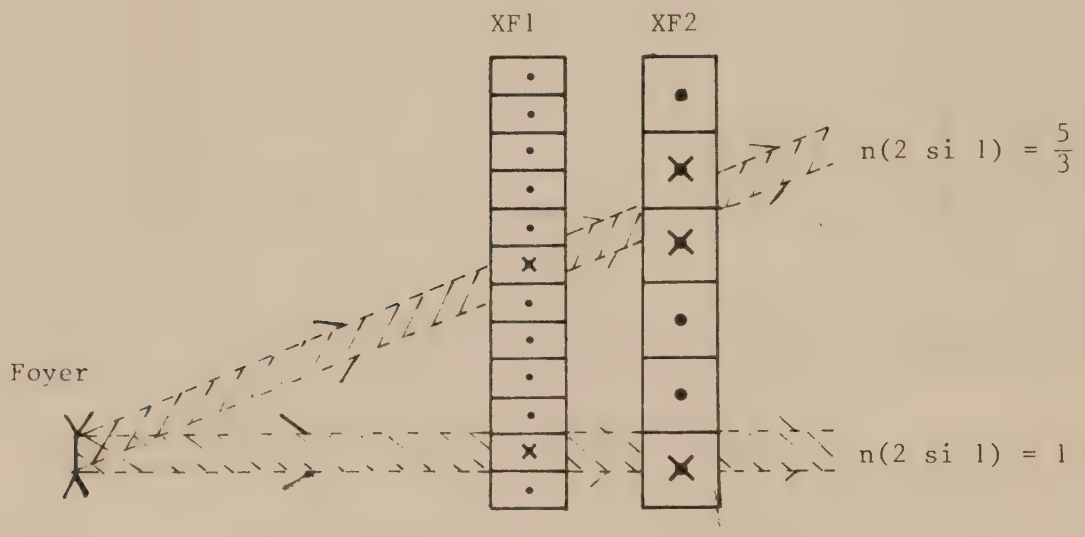



Figure (V, 4) : *CAS D'UN FAISCEAU FOCALISE ; LE NOMBRE MOYEN DE FILS TOUCHES n(2 si 1) OSCILLANT ENTRE 1 ET $\sim$ 1.66 VAUT EN MOYENNE 1.33.*

Ce résultat ne nous surprend pas si on se souvient (I, § 2) que le faisceau est très focalisé dans la région de notre cible d'hydrogène.

Des conclusions identiques peuvent être obtenues dans la projection Y, à partir de la figure (V, 5) (et la figure (V, 1)) qui montre une inefficacité corrélée $\overline{YF1\ YF2}$ identique à celle présente dans la projection X.
La figure (V, 6) montre les inefficacités simultanées des plans XF1 et YF2. Nous voyons que ces quantités sont bien d'un ordre de grandeur plus petites que l'inefficacité de XF1 car nous n'avons pas de corrélation entre les impacts projetés X et Y.

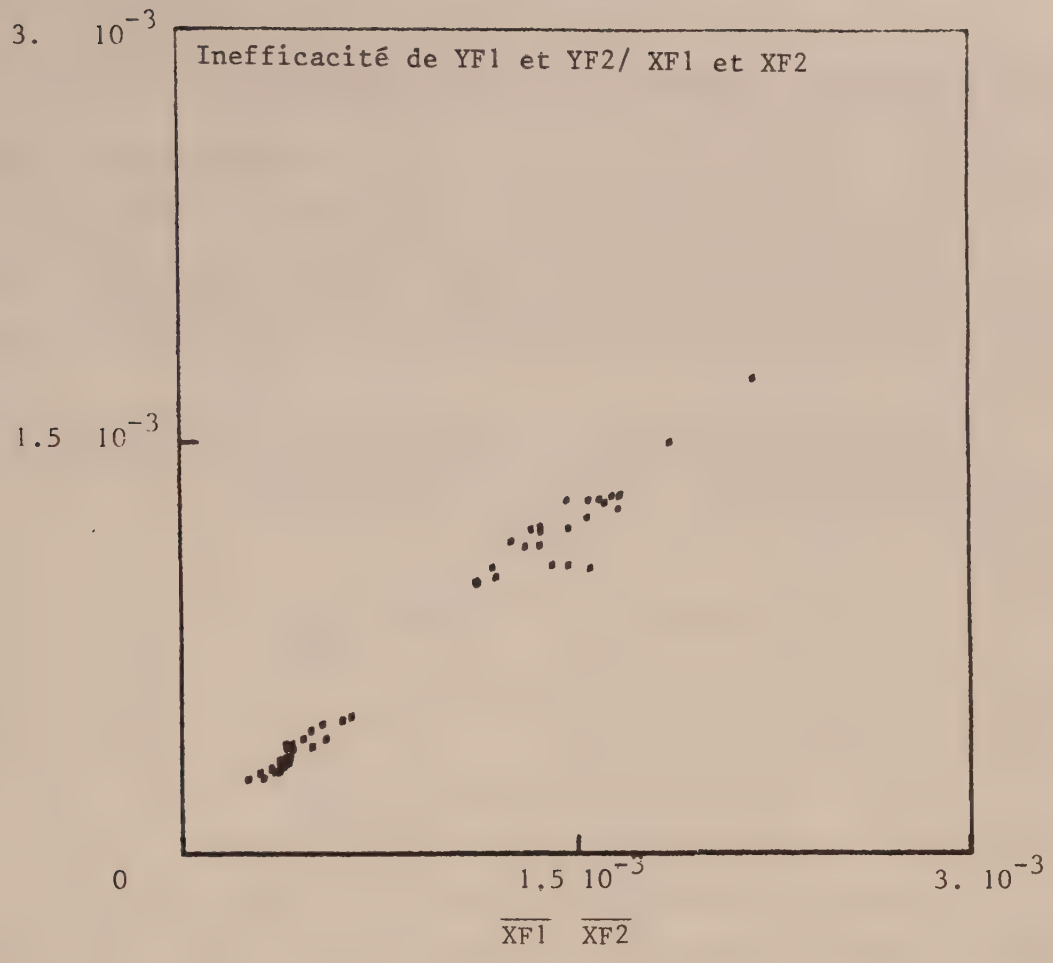



**Figure (V, 5)** : *DIAGRAMME DE CORRELATION DES INEFFICACITES A DEUX PLANS DE FILS YF1, YF2 et XF1, XF2.* Cette corrélation montre un comportement identique en Y des inefficacités doubles $\overline{YF1}\ \overline{YF2}$

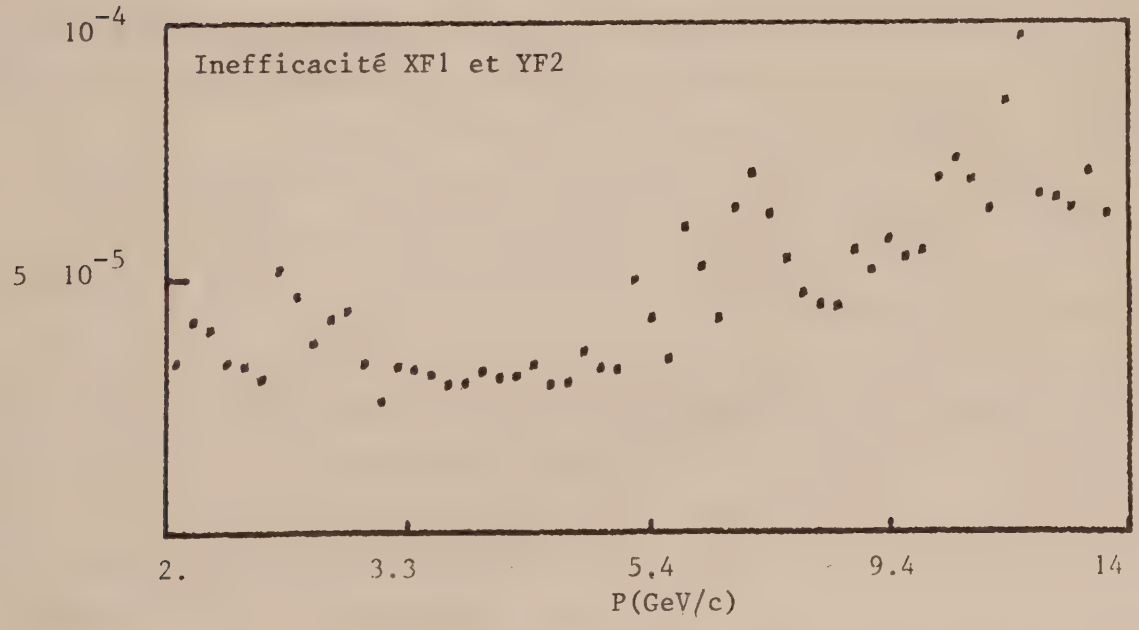



**Figure (V, 6)** : *INEFFICACITE SIMULTANEE DES PLANS XF1 ET YF2 :* cette grandeur étant inversement proportionnelle à la section du faisceau, les valeurs de $\overline{XF1}\ \overline{YF2}$ sont bien inférieures d'un ordre de grandeur à $\overline{XF1}$, comme on s'y attend.

*Mesure de la correction d'inefficacité* : L'étude précédente des inefficacités des chambres de transmission nous a montré :

- que pour notre gamme de flux $\phi(\sim 3\ 10^5$ p/s), les inefficacités simples ou simultanées de plusieurs plans sont des fonctions linéaires de $\phi$.
- l'existence d'une forte corrélation entre les inefficacités des plans d'une même projection X ou Y, dûe à la divergence quasi nulle du faisceau.

Nous pouvons donc écrire les inefficacités simultanées de trois ou quatre plans, correspondant aux classes d'événements comptés dans les *hors acceptance*, avec des notations semblables à (V, 1) et (V, 2)

$$\begin{aligned} \overline{WF1}\ \overline{WF2} &\sim T_m^{(1,2,3,4)}\ \phi/n_{12}^x/n_{12}^y \\ \overline{WF1}\ \overline{WF2} &\sim T_m^{(1,2,3)}\ \phi/n_{12}^y/n_1^x \qquad (V, 3) \\ \overline{WF1}\ \overline{YF2} &\sim T_m^{(1,2,3)}\ \phi/n_{12}^x/n_1^y \end{aligned}$$

La méthode pour évaluer les quantités (V, 3) consiste :

- à définir comme indicateur du flux local dans les chambres à fils WF1 et WF2, la quantité :

$$S = \frac{1}{2}(\overline{XF1}\ \overline{XF2} + \overline{YF1}\ \overline{YF2}) \qquad (V, 4)$$

Les variations de cette grandeur (qui attribue un poids égal aux projections X et Y) est en effet moins sensible que les inefficacités $\overline{XF1}$ ou $\overline{YF1}$ aux variations indépendantes du temps mort des plans de fils.

- à mesurer à l'intérieur d'une prise de données la variation du taux de hors acceptance en fonction de S. Pour cela, on utilise le fait que les données se présentent sous la forme d'une suite d'enregistrements correspondant à la période (30 déversements du P.S) de remise à zéro des mémoires de données du μ77 par le mini-ordinateur. Nous choisissons donc les prises de données pour lesquelles on note des variations importantes de S ($\Delta S \gtrsim 4\ \sigma(S)$) et on histogramme les variations associées des taux de *hors acceptance*. Cette recherche se fait sur les données de cible vide pour lesquelles la variation du taux d'événements *hors acceptance* $\delta$(H A) est supérieure à l'erreur statistique (2 à 3%) correspondant à un enregistrement.

Nous avons représenté le résultat obtenu sur la figure (V, 7) qui nous montre :

- qu'une variation du taux de *hors acceptance* de l'ordre de $1.5\ 10^{-4}$ correspond à un flux local deux fois plus important.
- les inefficacités (V, 3) sont effectivement des fonctions linéaires du flux.

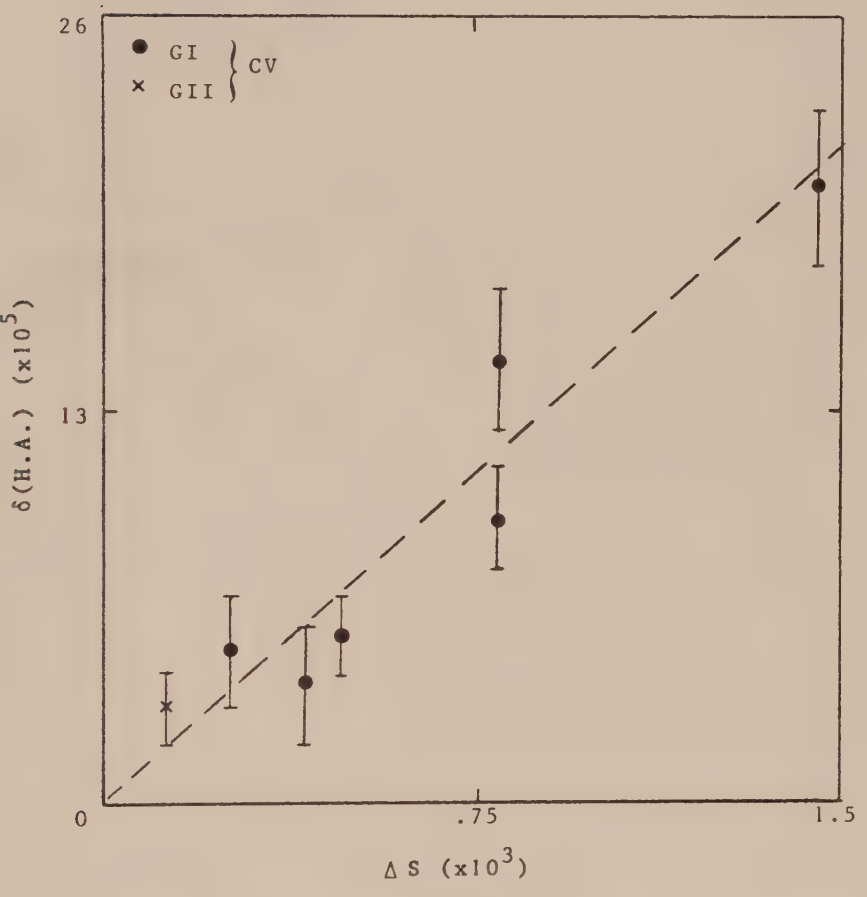



Figure (V, 7) : *VARIATION DU TAUX DE HORS ACCEPTANCE (δ(H.A.)) EN FONCTION DU FLUX LOCAL S DANS LES CHAMBRES DE TRANSMISSION.* La quantité δ(H.A.) varie linéairement avec le flux, les erreurs indiquées sont statistiques.

La figure (V, 8) représente les valeurs des corrections du taux de hors acceptance pour les 56 prises de données cible pleine et vide. Cette figure montre d'une part que la correction d'inefficacité est négligeable pour

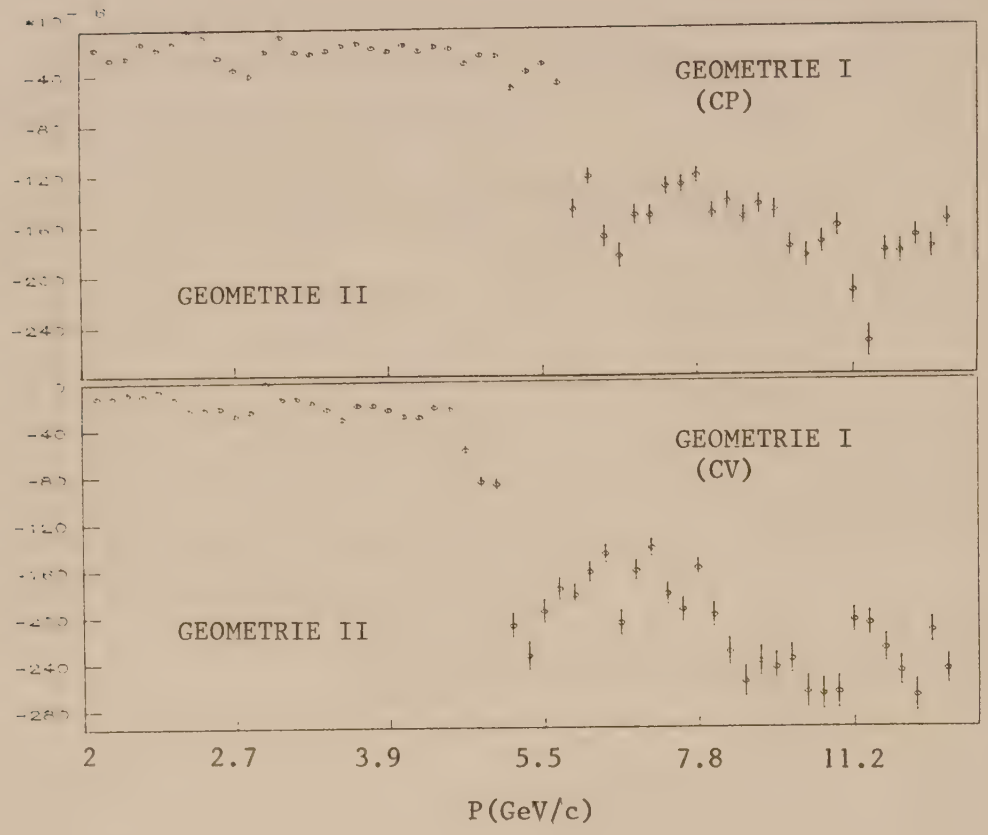



Figure (V, 8) : *CORRECTIONS D'INEFFICACITE DES COMPTEURS DE TRANSMISSION WF1 et WF2 POUR LES 56 PRISES DE DONNEES EN CIBLE PLEINE ET VIDE.* Ces corrections, négligeables en GEOMETRIE II, restent inférieures à 1% du taux de *hors acceptance* pour la GEOMETRIE I.

la GEOMETRIE II et d'autre part qu'elle reste inférieure à 1% de la $\sigma_{tot}$ mesurée en cible pleine. Nous voyons aussi que le comportement entre les mesures de cible pleine et cible vide est identique. Cependant ces prises de données CP et CV ayant été effectuées à des semaines de distance, les fluctuations de ces inefficacités sont incorrélées et ne se soustraient pas quand on calcule la $\sigma^{\pi^- p}_{tot}$. Cette remarque, qui conclut ce paragraphe, va nous être utile pour le suivant.

## V.2 : RECHERCHE DES RESONANCES $N^*$ ET $\Delta$.

Nous effectuons cette recherche sur les taux de *hors acceptance* qui constituent la part principale de la $\sigma_{tot}$ et sont les moins affectés par les erreurs systématiques. La figue (V,9) représente ces quantités en cible pleine calculées en utilisant comme normalisation :

- la somme $N_i^{\pi}$ de l'histogramme des pions de l'échantillon
- le nombre exact $N_i$ de pions du faisceau à la cible calculé d'après notre étude du chapitre IV.

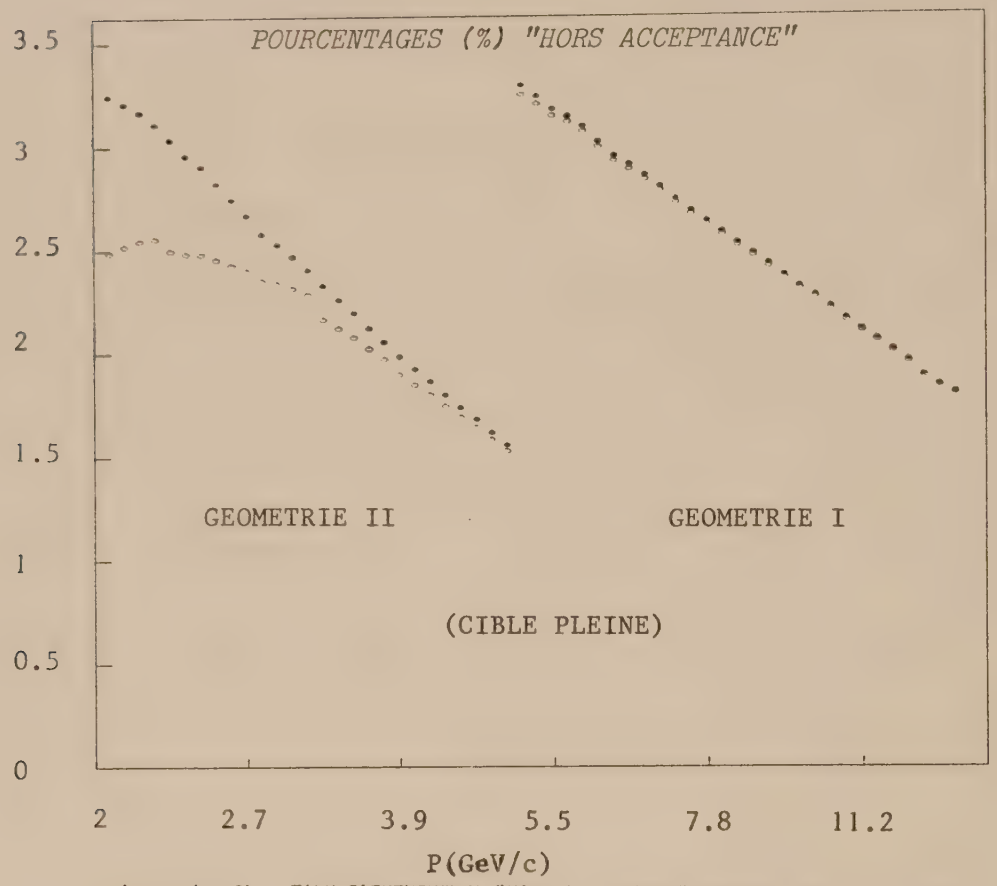



Figure (V, 9) : *TAUX D'EVENEMENTS "HORS ACCEPTANCE" MESURES POUR LES 56 PRISES DE DONNEES EN CIBLE PLEINE.* Nous montrons successivement les valeurs obtenues en utilisant comme normalisation :

- la somme $N_i^{\pi}$ du contenu de l'histogramme des $\pi^-$ de l'échantillon
- le nombre exact $N_i$ de $\pi^-$ à la cible.

Ces valeurs corrigées sont utilisées pour rechercher des résonances $N^*$ ou $\Delta$.

Nous voyons sur cette figure :

- en GEOMETRIE II, les effets de variations de la longueur du mur de fer, disparaissent (IV, § 2) sur les données corrigées.
- la correction importante de la forme de la courbe liée aux taux de contamination en électrons.

- les données corrigées forment, pour chaque géométrie, une courbe continue dont les variations d'une prise de données à l'autre, restent inférieures à 1%.

Ces variations sont montrées à plus grande échelle sur la figure (V, 10) après soustraction d'une $< \sigma_{tot} >$ linéaire en log p.

Nous indiquons sur cette figure (V, 10) l'importance relative des fluctuations statistiques par une bande de largeur ± 1,2°/°° (3 écarts standarts). Ces fluctuations sont donc de faible amplitude comparées aux variations que l'on peut noter sur cette figure; certaines d'entre elles s'expliquent en termes d'erreurs systématiques, comme nous l'indiquons en GEOMETRIE I, à savoir :

- les 5 valeurs entourées en A), vers 5 GeV/c, correspondant aux mesures effectuées au début de la prise de données de l'expérience. Pendant cette période de rodage, différents réglages ont été effectués, qui conduisent à des variations systématiques importantes des $\sigma_{tot}$. Ces mesures incertaines, que nous n'avons pas eu le temps de recommencer, ne permettent pas de rechercher des résonances $N^*$ ou $\Delta$ dans cette région de masse.

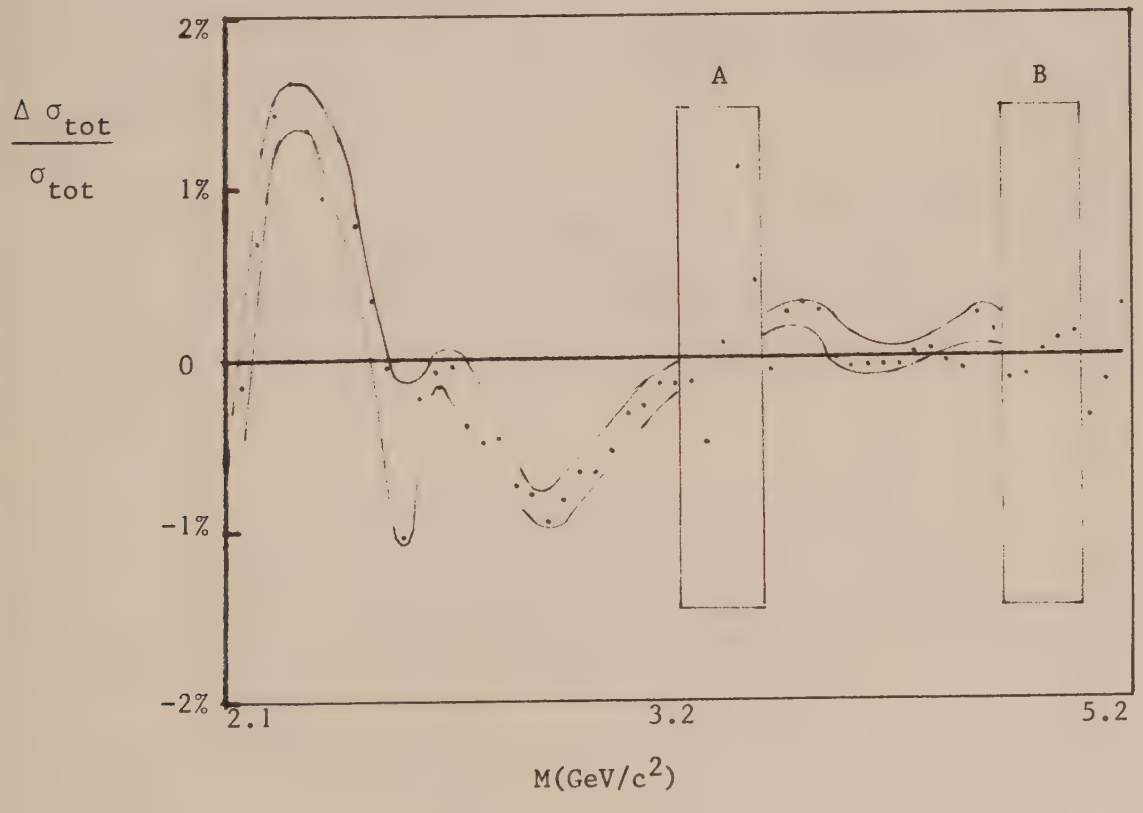
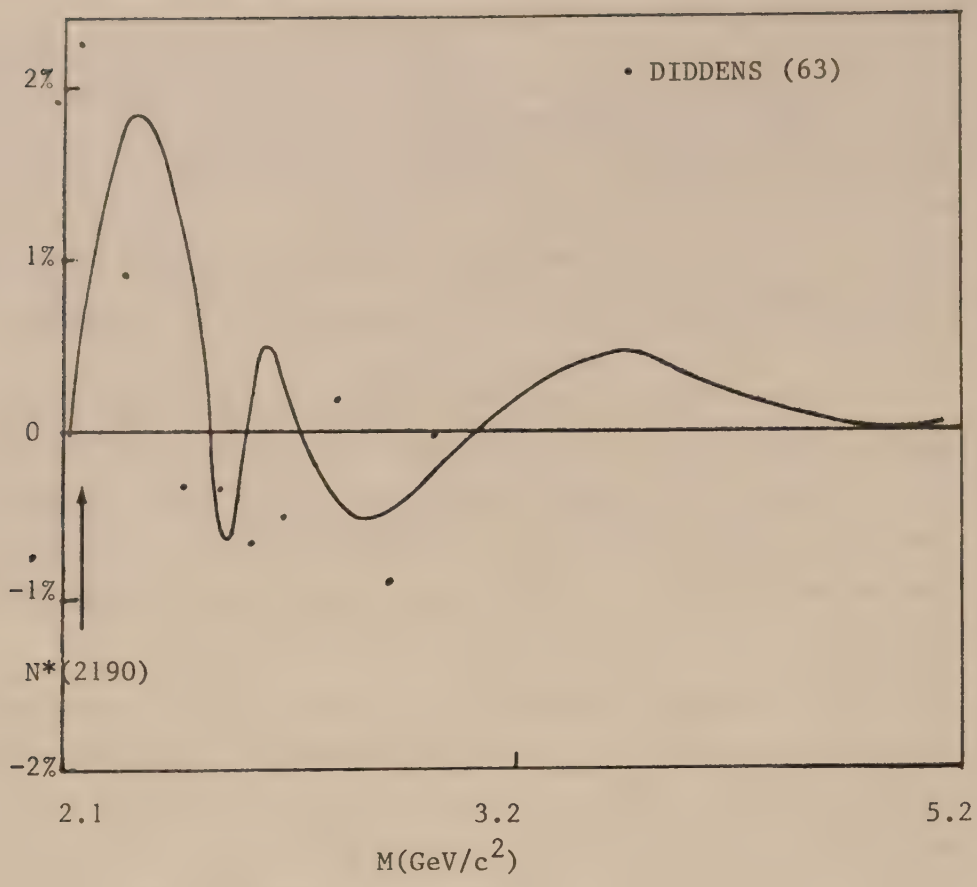



Figure (V, 10) : *FLUCTUATIONS DES $\sigma_{tot}$ MESUREES DANS CHAQUE GEOMETRIE PAR RAPPORT A UNE VALEUR MOYENNE $< \sigma_{tot}(p) >$ LINEAIRE EN LOG p:*

Les erreurs statistiques $\sim 3\ 10^{-4}$ sont indiquées. En GEOMETRIE I, les effets systématiques connus sont encadrés (A) et B)). A basse énergie, les variations importantes ($\sim$ 1%) ne sont pas imputables à des différences de conditions de prises de données.



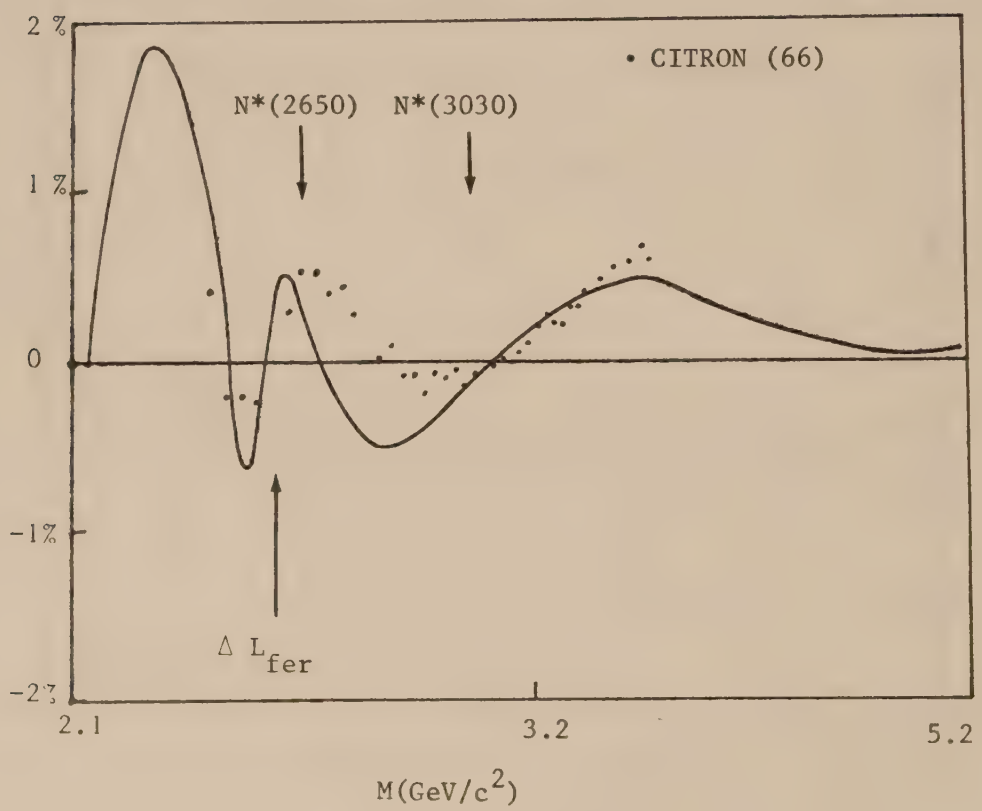




Figure (V, 11) : *COMPARAISON DE NOS DONNEES AVEC CELLES DES REFERENCES (DIDDENS 63, CITRON 66).* Nous retrouvons à p ∿ 2 GeV/c la même structure que dans les données de la référence (DIDDENS 63) correspondant aux résonances dans la région du $N^*(2190)$. Vers p ∿ 3 GeV/c nos données présentent une variation semblable à celle de la référence (CITRON 66), dans la même région en masse M ∿ 2600 MeV/$c^2$.

- les valeurs entourées en B), pour lesquelles l'effet de cible vide a été changé par la mise en place entre la cible et WF2 (fig. (I, 1)), d'un sac empli d'Hélium. Nous avons corrigé sur la figure (V, 9) cette variation par une constante en fonction de l'énergie, ce qui n'est pas strictement le cas.

Soulignons bien, que notre recherche est effectuée sur les données de $\sigma_{tot}$ non corrigées de l'effet de cible vide car ce dernier n'a pas été mesuré dans la même prise de données que la cible pleine. Bien que les conditions expérimentales soient presque identiques entre les deux mesures, le calcul de la cible soustraite risque d'introduire des fluctuations dans les $\sigma_{tot}$, liées au caractère incorrélé des erreurs. En particulier, la variation du taux de cible vide, liée à celle de la pression atmosphérique, de l'ordre de $1.5\ 10^{-3}$ de la $\sigma^{\pi^- p}_{tot}$, est un des effets important résiduel possible, après soustraction. C'est pour nous affranchir, entre autre, de cet effet que nous avons utilisé un sac empli d'hélium pour la GEOMETRIE II.

Pour les prises de données de cette GEOMETRIE II, nous n'avons pas de variations importantes des conditions expérimentales ; seule une fuite importante du sac d'Hélium a été détectée, mais nous avons eu le temps de recommencer la mesure des $\sigma_{tot}$ aux deux énergies correspondantes. Cependant, comme nous n'avions pas de moyens pour contrôler directement l'état de ce sac, nos données peuvent contenir des fluctuations liées à des fuites moins importantes.

Nous sommes donc conduits à nous interroger sur la nature des variations (fig. (V, 10)) enregistrées pour cette GEOMETRIE II. Pour cela, nous comparons (fig. (V, 11)) nos fluctuations de $\sigma_{tot}$ à celles calculables avec les données des références (DIDDENS 63, CITRON 66) ; ces fluctuations sont calculées dans les trois cas en considérant une valeur différente de pente de la $< \sigma_{tot} >$.

Cette comparaison indique néanmoins que :

- nous avons la même structure vers 2 GeV/c dans nos données que celle de la référence (DIDDENS 63) ; cette bosse correspond au groupe de résonances présentes dans la région du $N^*$ (2190) (Particle data Group, 1982)
- dans la région $p \sim 3$ GeV/c, la variation des données présente une structure semblable à celle de la référence (CITRON 66).

A la différence des données déjà existantes, les nôtres contiennent une information supplémentaire concernant la pente de la $\sigma_{tot}$ mesurée (III, § 1) à l'intérieur de chaque prise de données. Sur la figure (V, 12) nous avons représenté, à chaque prise de données, l'écart entre la pente moyenne et celle obtenue en (III, § 1) (figure (III, 2)).

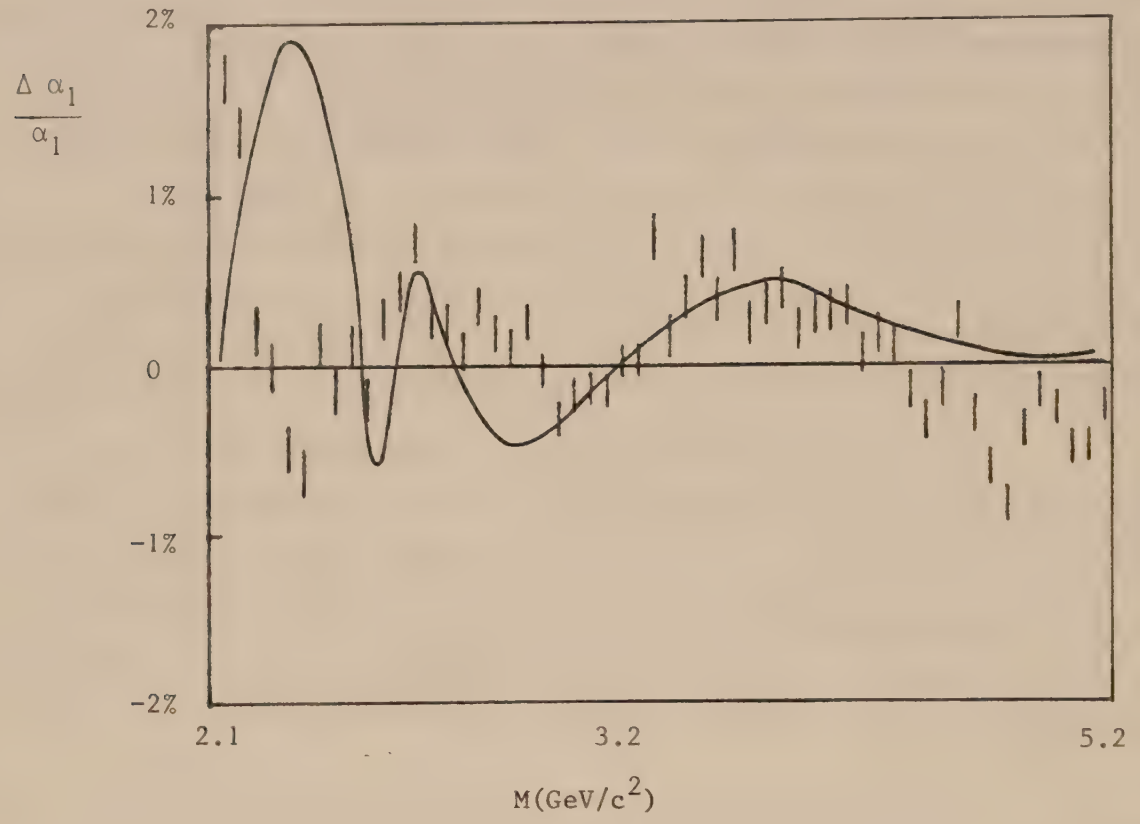



Figure (V, 12) : *VARIATIONS DES PENTES DES $\sigma_{tot}$ MESUREES DANS UNE PRISE DE DONNEES, PAR RAPPORT A LA PENTE MOYENNE* : Nous montrons que ces variations de pentes correspondent à celles de la courbe moyenne qui représente les structures de nos résidus . Ce résultat indique les fluctuations $\Delta\sigma_{tot}$ aux basses énergies ne sont pas d'origine systématique .

Cette figure montre que les pentes locales mesurées à chaque prise de données sont en accord avec les valeurs correspondantes à celle de la courbe moyenne représentant les variations $\Delta\sigma_{tot}(p)$.

En conclusion :

- les fluctuations de nos données aux basses énergies ne s'expliquent pas en termes d'erreurs systématiques.
- nous retrouvons les mêmes structures à $p \sim 2$ GeV/c et $p \sim 3$ GeV/c correspondant aux résonances $N^*(2190)$ et $N^*(2650)$.
- nous n'estimons pas pouvoir conclure, dans cette expérience, du caractère physique ou systématique des autres fluctuations observées au niveau de $2.10^{-3}$. Cette limite pourrait être améliorée en prenant quelques précautions supplémentaires tout en gardant les mêmes techniques.
- nous ne pensons pas que la seule expérience (CITRON 66), qui a publié des erreurs systématiques plus petites, ($\sim 1\ ^0/00$) soit mieux placée que la nôtre dans le domaine de ces erreurs. En particulier, ces auteurs n'ont aucun moyen de contrôler l'espace de phase du faisceau et sa contamination en muons contrairement à nous. De plus, ils doivent effectuer une correction de "punch thru" qui est en moyenne de 6 %. Nous observons d'ailleurs une variation brutale de leurs données (fig. (V, 11)) au seul changement de longueur de fer vers $p \sim 3$ GeV/c.

V.3 : VALEURS ABSOLUES DES $\sigma_{tot}^{\pi^- p}$

Rappelons que les valeurs des $\sigma_{tot}^{\pi^- p}$ sont fournies par la formule (I, 5) que nous réécrivons sous la forme :

$$\sigma_{tot}^{\pi^- p} = - \frac{1}{N_A \rho L} \log \left( \frac{1 - D_p}{1 - D_v} \right) \qquad (V, 5)$$

où $D_p$ et $D_v$ représentent respectivement les taux d'événements diffusés mesurés en cible pleine et cible vide :

$$D_{p,v} = \left( \frac{N_D}{N_i} \right)_{p,v} \qquad (V, 6)$$

Nous discutons le problème de l'évaluation de la densité $\rho$ de l'hydrogène liquide présent dans la cible et calculons les corrections à apporter au taux d'événements *hors acceptance* pour obtenir les valeurs absolues des $\sigma_{tot}^{\pi^- p}$ que nous comparons aux données déjà existantes.

*La cible* : La longueur de la cible, obtenue en reconstruisant les vertex d'interactions élastiques des pions, est évaluée (CHAUVEAU 81), à :

$$L = 249.9 \text{ mm} \pm .1\text{mm}$$

en accord avec la valeur fournie par le constructeur.

Dans cette cible courte, nous avons cherché à réunir les deux conditions suivantes :

- une grande stabilité (< 1 °/oo) de la température $T_c$ du liquide assurée par un système de régulation asservi à $T_c$.
- une absence de bulles de gaz généralement présentes dans les cibles ordinaires.

Cette dernière condition est obtenue en maintenant en surpression le liquide de façon à ne pas avoir formation de bulles dans le volume traversé par les $\pi^-$ (fig. (V, 13)).

La meilleure vérification de la stabilité à long terme de notre cible, nous est fournie par l'accord obtenu ($\lesssim$ 1 °/oo) entre les valeurs de $\sigma_{tot}$ mesurée, à la même impulsion, à plusieurs jours d'intervalle.

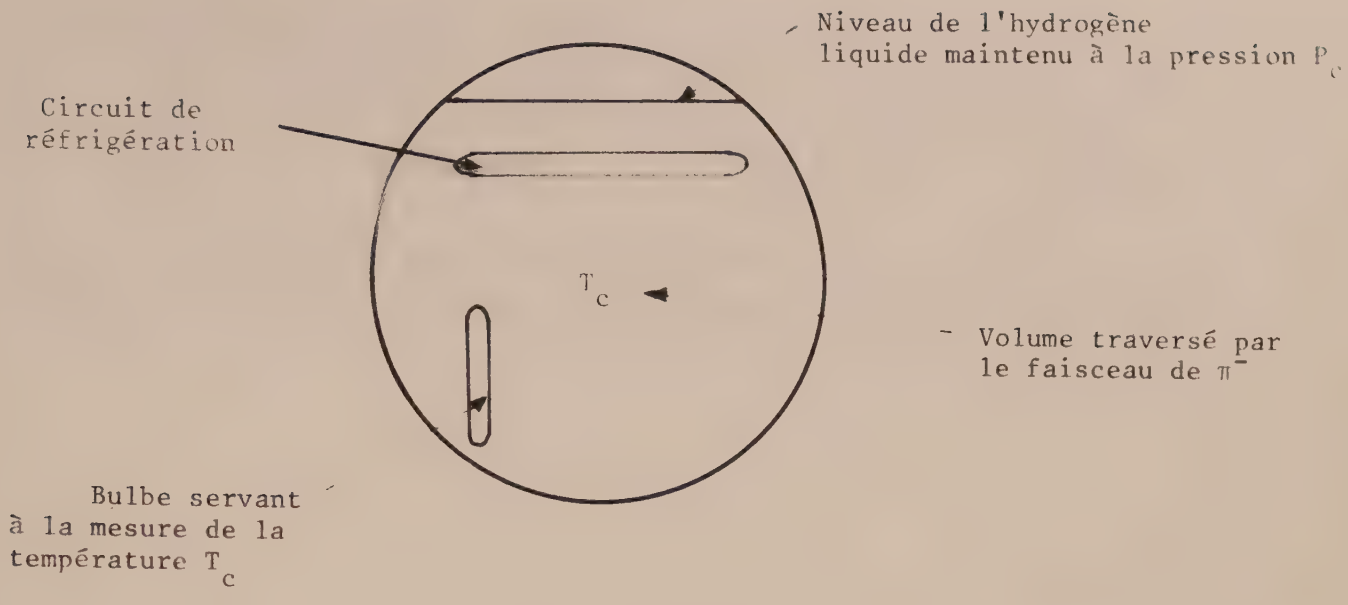



Figure (V,13) : COUPE TRANSVERSALE DE LA CIBLE D'HYDROGENE

Pour notre calcul de la densité $\rho$, nous avons enregistré les variations $\frac{\Delta T_c}{T_c}$ de température qui restent inférieures à $2.10^{-3}$ pour l'ensemble de l'expérience; considérant donc la température moyenne égale à :

$$T_c = 20.48 \text{ K}$$

l'équation d'état qui exprime le volume molaire V en fonction de $T_c$ :

$$V_{cm^3/mole} = 24.902 - .0888\ T_c + .013104\ T_c^2$$

conduit à une densité moyenne d'hydrogène liquide :

$$\rho = .07048 \text{ g/cm}^3;$$

L'inconvénient de l'emploi de cette cible provient du long temps d'attente (∿ une journée) nécessaire à la stabilisation de sa température et à la conversion de l'orthohydrogène en parahydrogène ne permettant donc pas de réaliser les mesures de cible vide immédiatement.

*Corrections des taux de hors acceptance*. Nous décrivons successivement les différentes corrections à apporter aux nombres d'événements *hors acceptance*, après soustraction de l'effet cible vide.

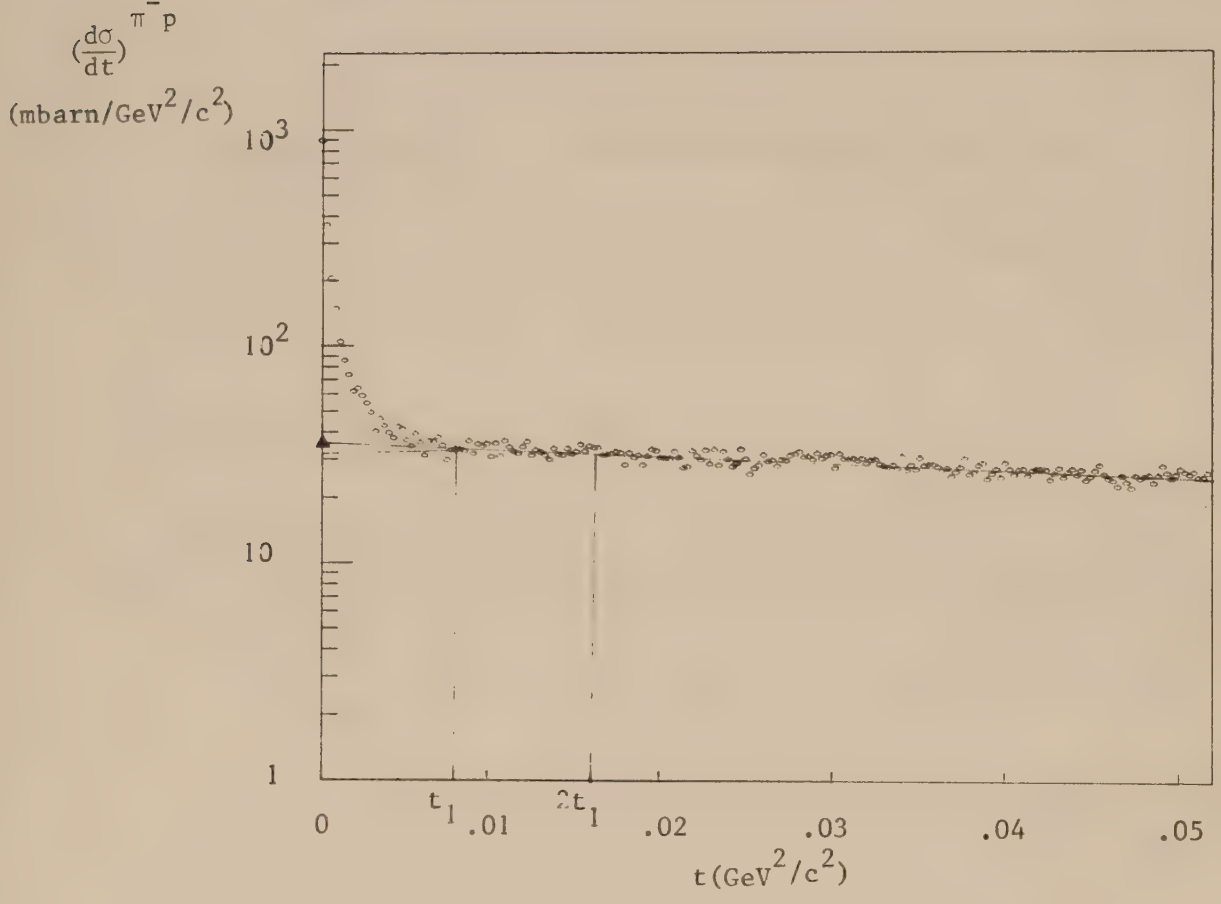



Figure (V,15) : *CALCUL DE LA CORRECTION DE DIFFUSION NUCLEAIRE ELASTIQUE, A PARTIR DE LA DISTRIBUTION EN MOMENT TRANSFERE*; on calcule la somme des événements histogrammés avec $t > t_1$; la correction sous le pic coulombien ($0 < t < t_1$) est prise égale au nombre d'événements compris entre $t_1$ et $2\,t_1$, l'erreur introduite par cette approximation étant négligeable.
La même méthode est employée pour les pions inélastiques.

a) les pions détectés avec une seule trace dans les chambres à fils WF1 et WF2. Nous utilisons les distributions (élastique et inélastique) de moment transféré t, de ces événements, pour calculer de manière complète (fig.(V,15)) cette correction qui doit tenir compte des diffusions nucléaires à petits transferts $0 < t \lesssim 10^{-2}$ GeV/c$^2$. L'effet de cette correction sur le taux de *hors acceptance* est montré ainsi que celui de la correction suivante, sur la figure (V, 14).

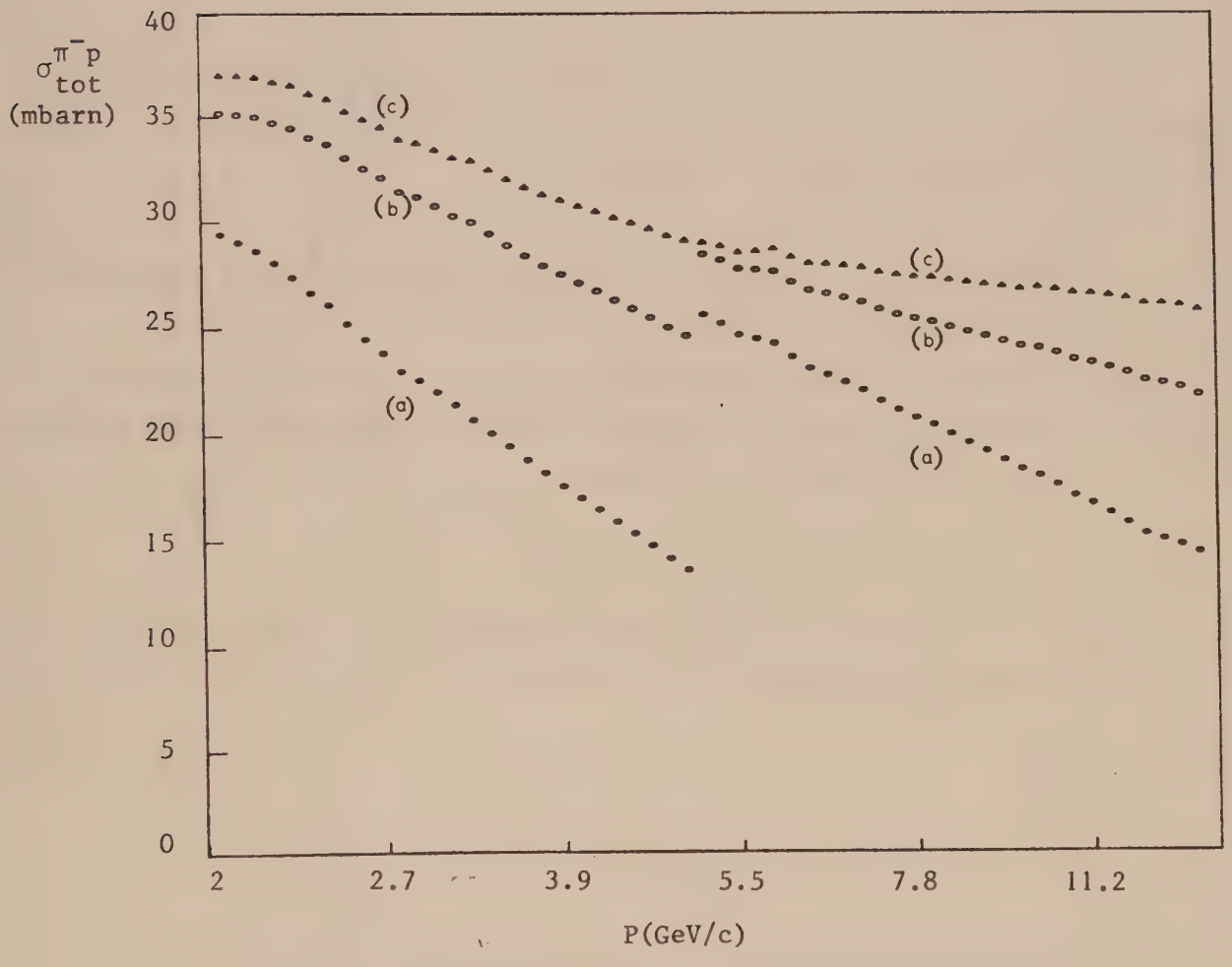



Figure (V, 14) : *LES DEUX CORRECTIONS PRINCIPALES DU TAUX D'EVENEMENTS DIFFUSES "HORS ACCEPTANCE" (a)) EN CIBLE SOUSTRAITE* ; nous montrons successivement les effets des corrections :

b) des pions ayant subi une diffusion nucléaire élastique et inélastique entre t=0 et l'acceptance des chambres.

c) des pions ayant été déclarés *pathologiques* dans le *cycle long*.

b) des événements avec des traces multiples (*pathologiques*) comptés dans le *cycle long* (Tab. (II, 4)) correspondant :

1) aux événements avec des traces détectées seulement par la chambre WF2 (compteurs 13, 14, 15 (Tab. (II, 4)), comme nous l'avons illustré sur la figure ((II, 9), f)).

2) aux événements comptés dans le compteur 16 (Tab. (II, 4)).

Cette correction est obtenue en calculant la différence des taux mesurés en cible pleine et cible vide.

c) Les "muons" inélastiques (compteur 18, (Tab. (II, 4)), comptés dans le *cycle long* représentant une correction inférieure à 1% de la $\sigma^{\pi^- p}_{tot}$.

Contrairement aux corrections que nous venons d'effectuer les suivantes correspondent à des effets que nous devons soustraire, des valeurs de $\sigma^{\pi^- p}_{tot}$ précedemment obtenues, à savoir :

d) l'inefficacité des chambres de transmission dont nous avons montré les valeurs sur la figure (V, 8).

e) le taux de diffusions nucléaires des $K^-$ et $\bar{p}$ que nous calculons à chaque impulsion en considérant respectivement des valeurs moyennes de $\sigma_{tot}$ de 30 mbarn et 80 mbarn.

L'ensemble de nos données corrigées est représenté sur la figure (V,16) et comparé aux données déjà existantes.

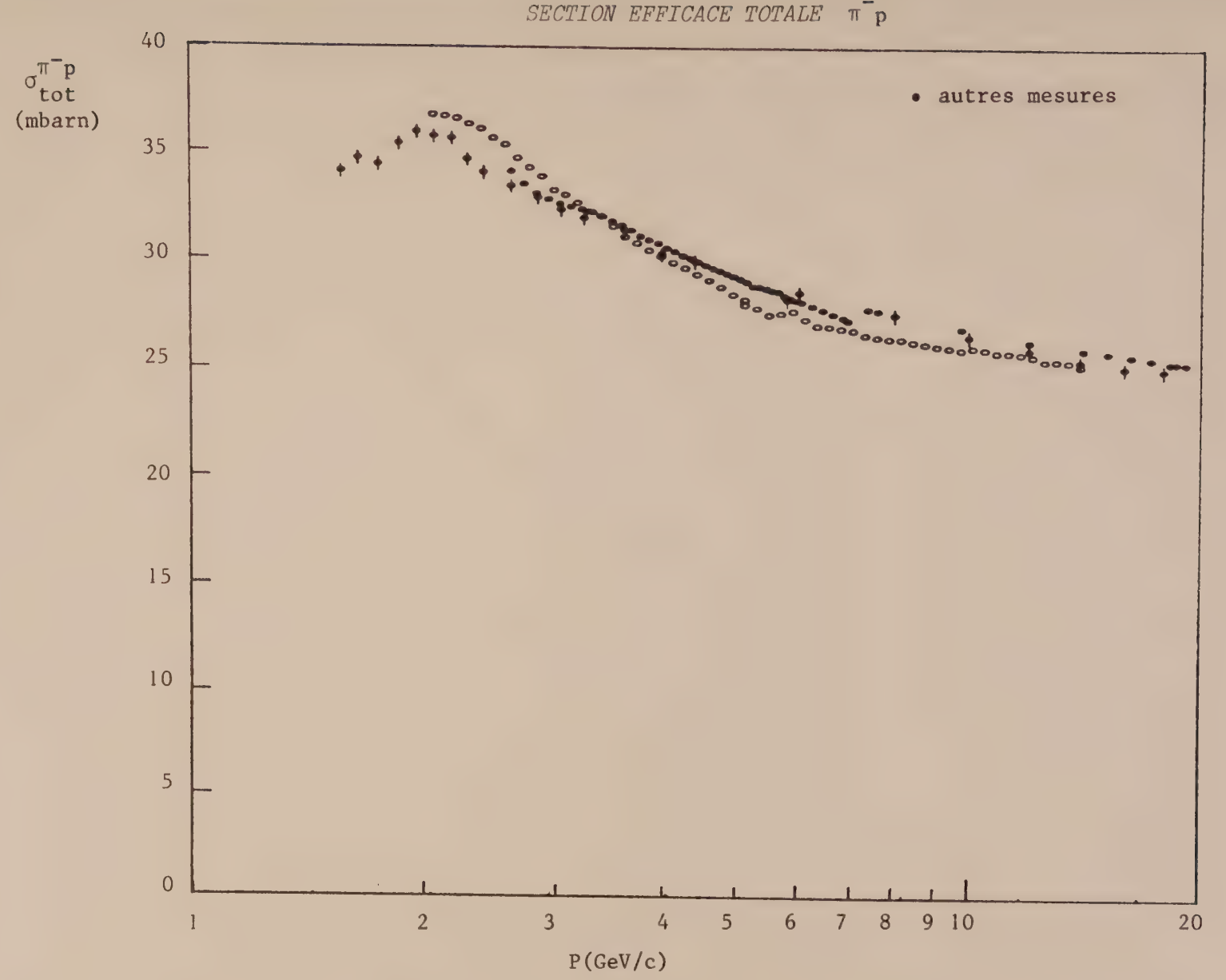



Figure (V, 16) : *VALEURS DES* $\sigma^{\pi^- p}_{tot}$ *OBTENUS APRES CALCUL DE TOUTES LES CORRECTIONS :* les points indiqués sont les valeurs des mesures d'expériences antérieures.

# CONCLUSION

Les techniques développées pour rechercher les résonances baryoniques étroites ont été appliquées avec succès. Nous avons pu explorer un large domaine dans le plan ($\Gamma$, x) jamais atteint par d'autres expériences sauf celle qui mesurait en parallèle la section efficace différentielle élastique. Sur le plan de la physique des particules nous avons montré, de façon significative, qu'il n'existe pas de résonances baryoniques étroites dans le domaine de masses exploré ($2.16\ \mathrm{GeV/c^2} < M < 5.2\ \mathrm{GeV/c^2}$). Nous avons montré aussi que nous ne sommes pas limités dans cette recherche par les erreurs systématiques de la méthode employée mais uniquement par la résolution du spectromètre et la statistique accumulable. Cependant, une recherche dans un domaine de masses comprises entre $\sim 1.5\ \mathrm{GeV/c^2}$ et $\sim 2.1\ \mathrm{GeV/c^2}$ reste encore intéressante à réaliser.

Pour la recherche de récurrences de Regge de hautes masses, nous avons l'avantage par rapport à la mesure déjà existante de définir précisément l'espace de phase du faisceau. Ceci nous permet de mieux contrôler les erreurs systématiques et de fournir une limite raisonnable concernant la possibilité de détection de ces états. Les modifications qui remédient aux quelques inconvénients de notre expérience pour ce propos, ont été mises en oeuvre pour l'expérience jumelle de $\sigma_{tot}^{\pi^+ p}$ que nous racontera prochainement D. Lellouch dans sa thèse d'Etat.

## REFERENCES

ABRAMS 67 : R.P. Abrams et al. P.R.L. 18 (1967) 1209

AJALTOUNI 82 : Z. Ajaltouni et al. N.P. B209 (1982) 301

BAILLON 80 : P. Baillon et al. P.L. 94B (1980) 533

BARRELET 80 : E. Barrelet et al. P.L. 94B (1980) 541

BARRELET 81 : E. Barrelet et al. Proceedings of the topical conference on the application of Microprocessors to High Energy Physics (1981)

BARRELET 81 : E. Barrelet et al. Real Time Data 82 Versailles (1982)

BENKHEIRI 77 : P. Benkheiri et al. P.L. 68B (1977) 483

CARROL 74 : A.S. Carrol et al. P.R.L. 32 (1974) 247

CHAN 78 : H.M. Chan N.P. B136 (1978) 401

CHAUVEAU 81 : Thèse d'Etat (PARIS) 1981

CHUNG 80 : S.U. Chung et al. P.R.L. 45 (1980) 1611

CITRON 66 : A. Citron et al. P.R. 144 (1966) 1101

DIDDENS 63 : A.N. Diddens et al. P.R.L. 10 (1963) 262

GABRIEL 78 : T.A. Gabriel et al. N.I.M. 155 (1978) 81

OPPENHEIM 75 : A.V. Oppenheim, R.W. Schafer
Digital signal Processing PRENTICE HALL (1975)

MONTANET 80 a: L. Montanet et al. Physics Report 63 (1980) 153

MONTANET 80 b: L. Montanet Physics Report 63 (1980) 201

PAVLOPOULOS 78: P. Paolopoulos et al. P.L. 72B(1978) 415

SUMIYOSHI 82 : T. Sumiyoshi et al. P.R.L. 49 (1982) 628

N.I.M.: Nuclear Instruments Methods

N.P. : Nuclear Physics

P.L. : Physics Letters

P.R.L.: Physical Review Letters

P.R. : Physical Review

## REMERCIEMENTS

Je remercie chaleureusement :

P. FLEURY pour l'accueil qu'il m'a réservé au LPNHE de l'Ecole Polytechnique.

E. BARRELET d'avoir guidé mes débuts en physique des particules. Pendant la réalisation de l'expérience et l'analyse des données ses multiples conseils ont constitué un enseignement qui me sera très utile pour l'avenir.

L'ensemble de l'équipe des "zéros" qui a contribué à la réussite de cette expérience.

Nos collaborateurs du CERN dont l'aide a été essentielle pour la réalisation de l'expérience, ainsi que ceux du Collège de France dont l'humour tonifiant fut très sympathique.

A. ROUGE pour avoir accepté d'être le rapporteur scientifique.

D. LELLOUCH pour son aide pendant l'analyse des données.

F. ESCHENBRENNER qui a dactylographié le texte de cette thèse.

M. BACHELERIE pour l'impression sur Benson des figures réalisées avec l'ordinateur.

M.J. MOREAU pour la réalisation des nombreux autres dessins.

ANNEXE I

# LE MICRO-ORDINATEUR AMD 2901 (µ 77)

RESUME :

*Dans le premier paragraphe, nous décrivons l'architecture du micro-ordinateur µ 77. Au paragraphe suivant, nous exposons le principe d'exécution des instructions de ce micro-ordinateur; nous décrivons plus particulièrement les instructions-multiplieur dont l'utilisation avec les ordres de la lecture rapide (annexe III) fait l'objet du dernier paragraphe de cette annexe.*

## I - DESCRIPTION

L'unité centrale du micro-ordinateur est un microprocesseur bipolaire en tranche de la famille AMD 2900 (AMD 2901 de 4 bits) dans lequel sont effectuées les opérations arithmétiques et logiques (ALU). Nous avons défini un bloc arithmétique et logique (ALU) composé de 4 microprocesseurs de ce type, permettant donc de réaliser des opérations sur des mots de 16 bits. Ce bloc comprend les registres suivants :

- un registre d'entrée D
- " " de sortie Y
- " " de travail Q
- 4 pages de 4 mémoires vives

Les diverses opérations réalisables dans ce bloc sont indiquées dans la référence 2 .

La communication entre 2 quelconques des unités du micro se fait par l'intermédiaire d'un bus de données (16 bits) figure 1. Ces unités sont (outre l'ALU) :

- une mémoire de données de 256 mots d'adressage direct (M), étendue par indexage (N) à 2048 mots.
- le registre d'indexation (I) de 11 bits pour cette mémoire*.
- un multiplieur câblé rapide (X) 8 bits x 8 bits = 16 bits. Il comprend :
  a) 16 registres internes où sont rangés les multiplicateurs $\alpha i$

---

* La communication de ce registre avec l'ALU (ou d'autres registres R) se fait dans l'unique sens ALU (R) → registre I.

b) un registre de sortie à accumulation permettant le calcul d'expressions du type $\Sigma \alpha_i X_i$ ; ce registre est remis à zéro lors de sa lecture.

- le registre P de la lecture rapide (référence 2)

- un registre K utile à la liaison entre le micro- et le mini-ordinateur

- un registre d'indirection (J)*

Le dialogue entre l'ALU et les divers registres s'effectue avec des instructions de transfert. Tous les transferts entre ces unités sont possibles à l'exception des cas faisant intervenir un donneur et un récepteur lents (voir paragraphe suivant).

La séquence d'instructions qui définit un programme est rangée dans une mémoire vive de 1024 mots de capacité. Cette mémoire est adressée par un séquenceur (AMD 2911) par l'intermédiaire d'un bus instruction de 16 bits (distinct du bus de données). Les instructions de sauts liées aux diverses possibilités de ce séquenceur sont indiquées dans la référence 2 .

Nous pouvons résumer les différents types d'instructions de ce micro-ordinateur de la façon suivante :

- les opérations arithmétiques et logiques
- les transferts
- les sauts
- les fonctions générales

Ce dernier ensemble que nous avons baptisé fonctions générales, sert aux diverses tâches suivantes :

- raz numéro PP, raz N, raz des cartes M, A.C. (référence 1,3).

- envoi de 2 signaux impulsionnels et de 3 niveaux externes.

Ces signaux ou status (NIM) peuvent, par exemple, être utilisés pour synchroniser le comptage d'échelles avec le déroulement d'un micro-programme.

- adressage des pages des registres de l'ALU (1 ou 2 simultanément)

- positionnement du bit multiplicateur M permettant d'effectuer dans l'ALU la multiplication 16 bits x 16 bits = 32 bits, le résultat se trouvant sur deux registres de l'ALU (instruction de "conditionnal add and shift").

## *II - PRINCIPE D'EXECUTION DES MICRO-INSTRUCTIONS*

Dans ce micro-ordinateur, nous nous sommes imposés par principe (principe d'exécution) que chaque instruction soit exécutable en un cycle d'horloge de 165 ns. Pour illustrer ce principe, considérons la séquence d'instructions nécessaire à l'incrémentation d'un nombre (histogrammation d'une quantité physique, par exemple) rangé dans une mémoire de données.

- on effectue un transfert TNA j de la mémoire de données j, indexée (N), vers l'ALU (A) ; à la fin de cette instruction, la donnée se trouve sur le registre d'entrée D (§ I).

- on réalise ensuite une instruction arithmétique sur le contenu de ce registre (D → Y = D + 1).

- le résultat, à partir du registre de sortie Y, est transférable, à l'instruction suivante TAN j, vers la mémoire de données j.

On réalise donc en trois instructions (3 x 165 ns) l'incrémentation d'un compteur ou d'un canal d'histogramme. Ainsi, toutes les instructions de transfert de ce microordinateur ne correspondent pas à des opérations d'entrée/sortie classiques, mais sont directement exécutées entre les registres concernés.

Pour obéir à ce principe d'exécution, nous avons dû interdire certaines instructions de transfert reliant deux registres qualifiés de lents, un tel registre se définissant par un temps d'adressage (en donneur ou récepteur) de l'ordre de 80ns ou plus ; les registres rapides ont un temps d'adressage de l'ordre de 30 ns, figure 1. Nous aurons ainsi les possibilités de transfert suivantes :

| R \ D | LENT | RAPIDE |
|---|---|---|
| LENT | NON | OUI |
| RAPIDE | OUI | OUI |

D = donneur

R = récepteur

Les registres lents sont :

- la mémoire de données (indexée ou non indexée)
- le multiplieur-accumulateur

Pour la mémoire de données, c'est le temps d'addition (contenu du registe I + adresse donnée dans l'instruction de transfert) de 30 ns ajouté au temps d'adressage de 50 ns qui conduit à définir ces registres comme lents (en donneur et en récepteur).

Pour le multiplieur-accumulateur, on veut pouvoir en une instruction de transfert TαX i (α est le registre donneur)

réaliser les deux opérations suivantes :

- effectuer la multiplication (d'une durée de 100 ns) de la donnée $x_i$ par le multiplicateur $\alpha_i$ placé dans la mémoire vive i du multiplieur. C'est ce temps de multiplication de ∿100 ns qui oblige à définir le multiplieur comme un <u>récepteur lent</u>.

- additionner ce produit $\alpha_i x_i$ à un résultat partiel $\sum_{j=1}^{i-1} \alpha_i x_i$, permettant ainsi de transférer le résultat total à l'instruction suivante (principe d'exécution). Cette deuxième opération, déclenchée sur la fin du transfert TαX i, est en fait réalisée en <u>parallèle</u> sur le début de l'instruction suivante (figure 2) ; dans le cas où cette dernière est l'ordre de lecture du registre de sortie du multiplieur, il faut que l'accumulation soit effectuée avant de réaliser ce transfert; c'est ce temps "d'attente" qui conduit cette fois-ci à définir le multiplieur comme un <u>donneur lent</u>.

## *III - INSTRUCTIONS-MULTIPLIEUR ET LECTURE RAPIDE*

Dans la référence [1], nous avons exposé en détail les micro-instructions liées à la lecture des mémoires des encodeurs prioritaires. Nous voulons montrer dans ce paragraphe que la pleine utilisation des instructions multiplieur est obtenue conjointement avec celle des ordres de cette lecture rapide (référence [1]). De manière plus précise, le rendement maximum des instructions de multiplication sera atteint quand le calcul de la quantité $\sum_{i=1}^{n} \alpha_i x_i$ ne nécessitera que n instructions. Ceci signifie que pour chaque ordre de transfert TαX i, (d: donneur), le contenu $x_i$ du registre donneur d doit être remplacé par la donnée suivante.

$x_{i+1}$* . Parmi les divers registres donneurs, seul le registre P de la lecture rapide répond à cette condition. En effet, la succession de n transferts TPX (ou TQx, référence 1) modifie, à chaque instruction, le contenu du registre (référence 2 ) ; on peut ainsi calculer directement avec l'information provenant des détecteurs, des grandeurs physiques (référence 4) de type $\sum_{i=1}^{n} \alpha_i x_i$ en

n x 165 ns.

Sur la figure 4, nous avons résumé les diverses tâches réalisées par ces instructions de transfert, en indiquant les modifications des divers registres concernés lors de la succession de TPXi (les registres A et B) du multiplieur sont définis sur la figure 3). Nous avons aussi représenté sur cette figure 4, l'instruction de lecture TXα du multiplieur.

---

*sinon, on effectue le calcul évident $x_i \sum_{i=1}^{n} \alpha_i$

## figures et légendes

figure 1 : schéma du transfert entre deux registres, lent-rapide.

figure 2 : le temps de cycle de l'horloge est schématisée en (a) ; en (b) nous avons représenté l'instruction de transfert TαX qui permet d'effectuer le produit $\alpha_i$ $x_i$ et d'accumuler ce résultat au calcul partiel

$$\sum_{j=1}^{i-1} \alpha_j x_j$$

figure 3 : schéma du multiplieur. La donnée $x_i$ arrive du bus de données et est multipliée (X) par le multiplicateur αi contenu dans une mémoire vive (RAM) ; le résultat est mis dans A, l'accumulation (+) étant chargée dans S et B.

figure 4 : succession de deux instructions de transfert TPX, suivies d'un ordre de lecture TXα ; nous indiquons le contenu des registres A et B du multiplieur (figure 3) et celui du registre P.

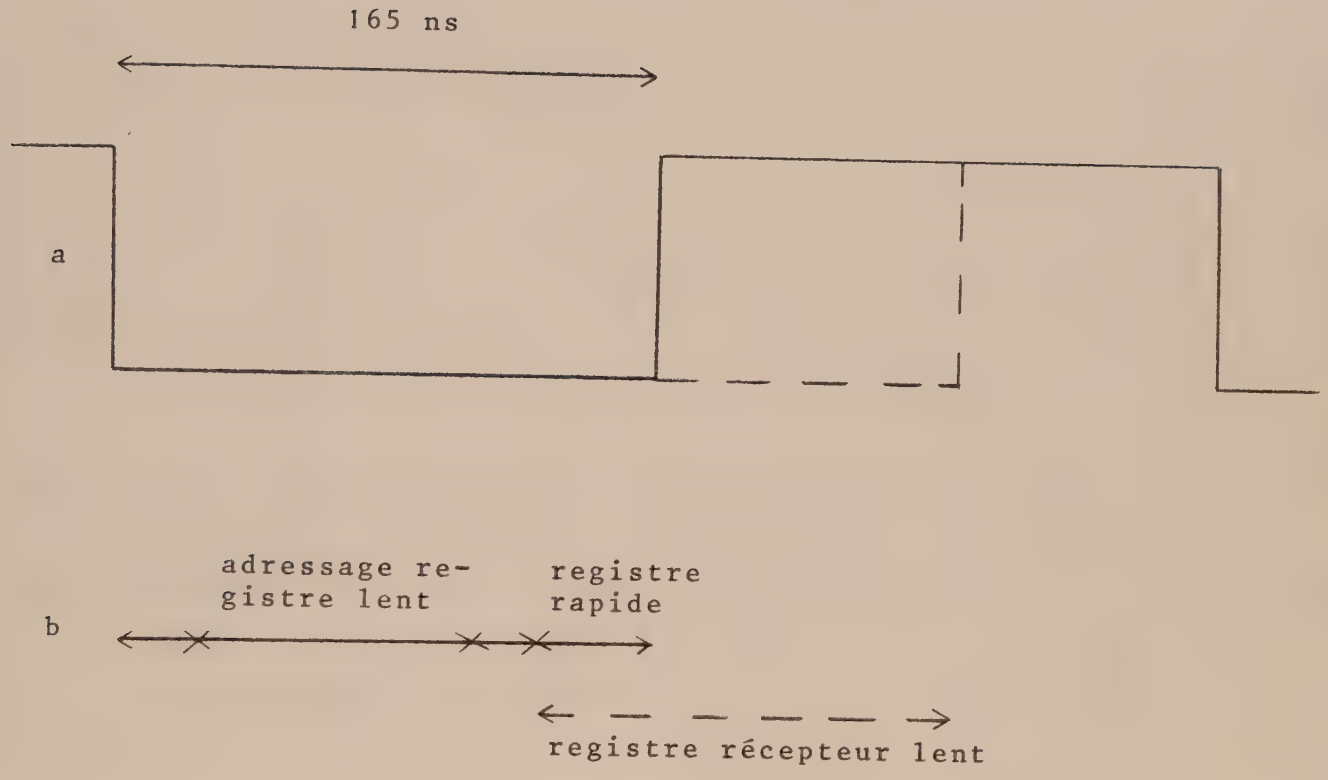

165 ns
a
b
adressage re-
gistre lent
registre
rapide
registre récepteur lent

figure 1

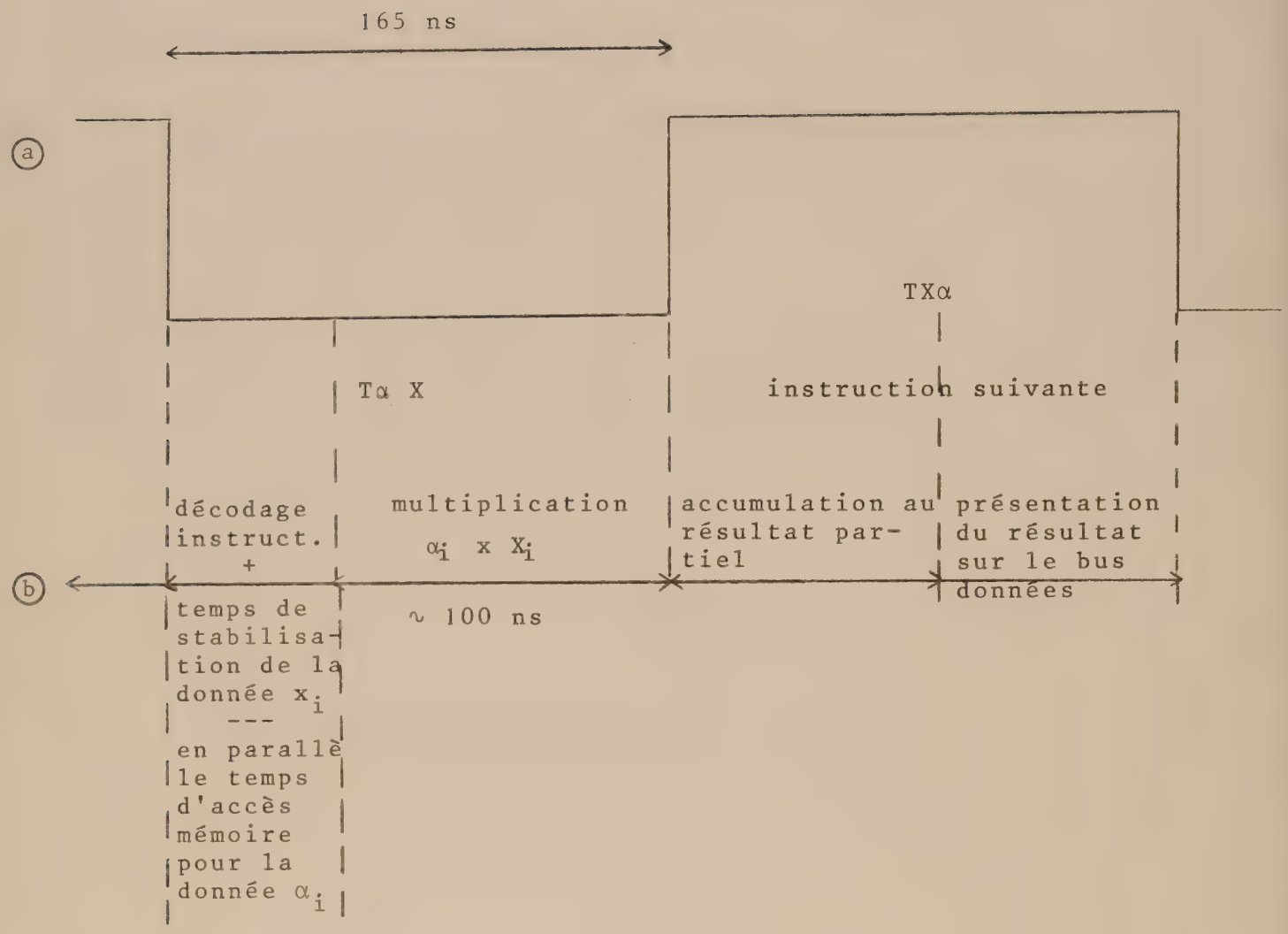

165 ns
a
TXα
Tα X
instruction suivante
décodage instruct. +
multiplication
$\alpha_i$ x $X_i$
accumulation au résultat partiel
présentation du résultat sur le bus données
b
∿ 100 ns
temps de stabilisation de la donnée $x_i$
---
en parallèle le temps d'accès mémoire pour la donnée $\alpha_i$

figure 2

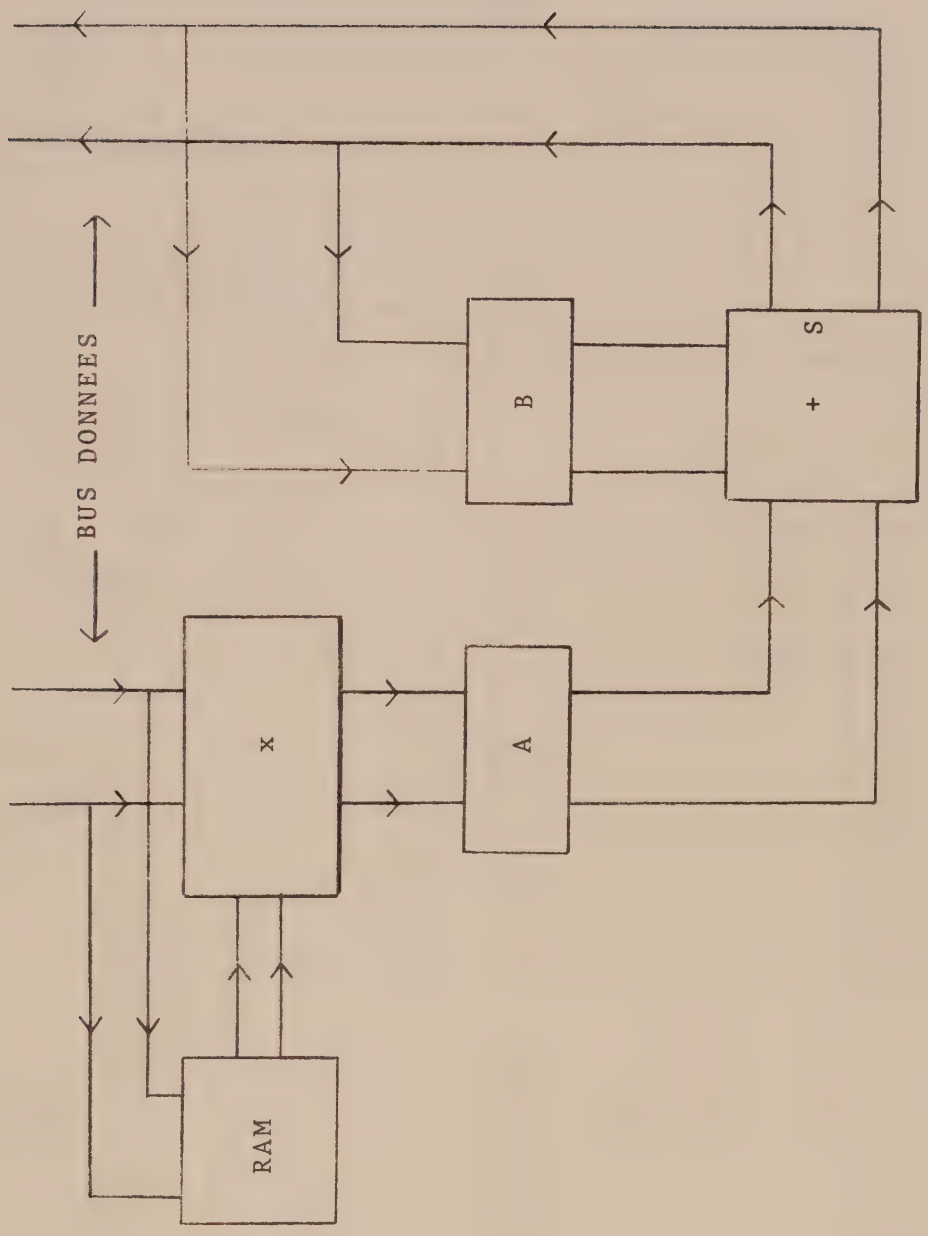



figure 3

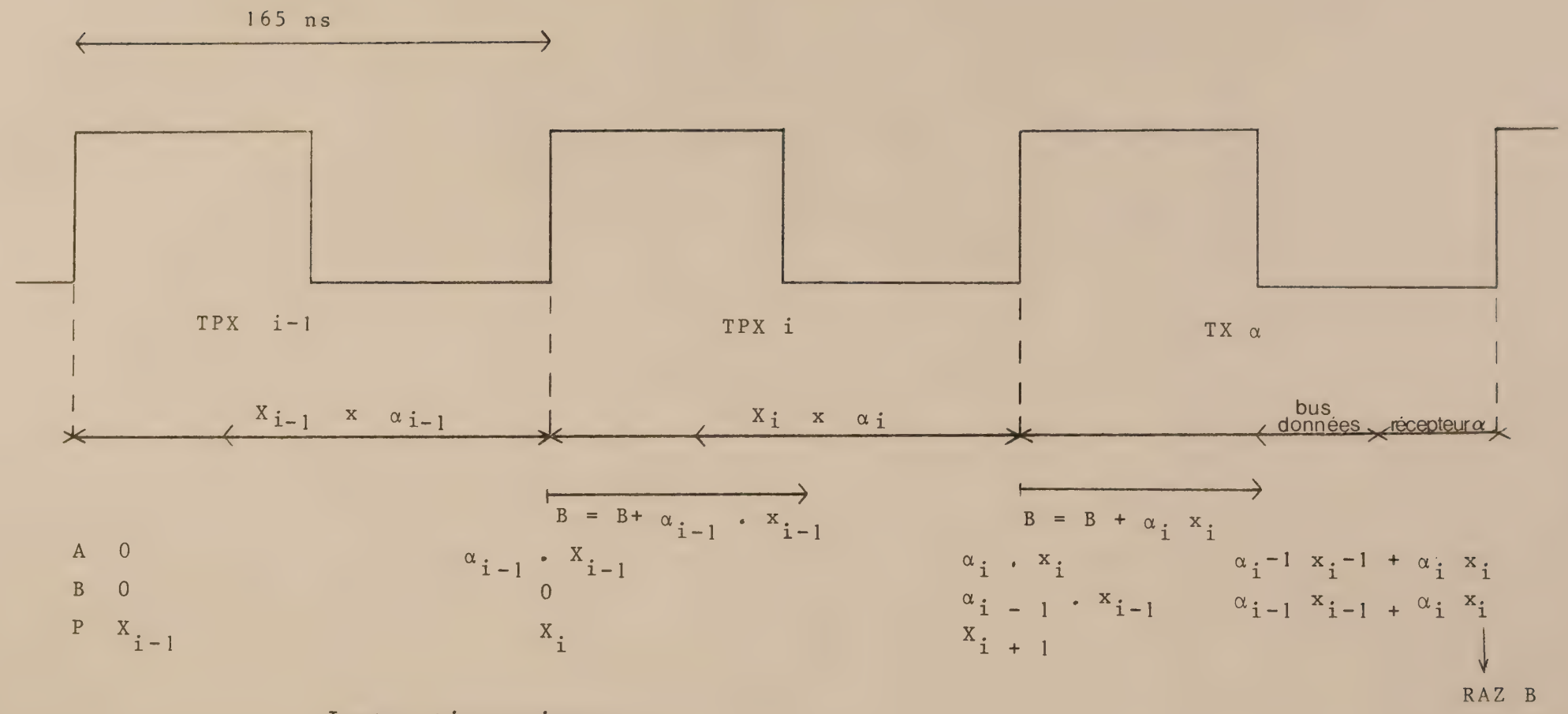

165 ns
TPX i-1
TPX i
TX α
$X_{i-1}$ x $\alpha_{i-1}$
$X_i$ x $\alpha_i$
bus données
récepteur α
B = B+ $\alpha_{i-1}$ · $x_{i-1}$
B = B + $\alpha_i$ $x_i$
A 0
B 0
P $X_{i-1}$
$\alpha_{i-1}$ · $X_{i-1}$
0
$X_i$
$\alpha_i$ · $x_i$
$\alpha_i$ - 1 · $x_{i-1}$
$X_i$ + 1
$\alpha_i$-1 $x_i$-1 + $\alpha_i$ $x_i$
$\alpha_{i-1}$ $x_{i-1}$ + $\alpha_i$ $x_i$
RAZ B
Instruction suivante
A $\alpha_i X_i$
B 0
P $X_i$+1

figure 4

## REFERENCES


1 - Système de lecture rapide (annexe III)

2 - G. Fouque - Le Micro-ordinateur, Micro 77
L.P.N.H.E./X 1978 - Publication interne.

3 - Unité de déclenchement (annexe II)

4 - D. Lellouch - Mesure de la section efficace totale $\pi^- p$ de 5 à 15 GeV/c
(thèse $3^{ème}$ cycle) L.P.N.H.E./X 1979.

ANNEXE II

# UNITE DE DECLENCHEMENT


RESUME :

*Nous expliquons le fonctionnement de l'unité de déclenchement de l'expérience S157. En plus du rôle de simple déclencheur (§ 1), cette unité intervient dans le système d'acquisition à deux niveaux différents :*

*- décision de rejet d'événements multi-particules.*

*- synchronisme des divers éléments de la chaîne d'acquisition.*

*Nous discutons en détail ces deux points aux paragraphes II et III.*

## I - GENERALITES

Physiquement, l'unité de déclenchement est une carte électronique logeable dans un chassis NIM classique. Elle est réalisée à partir de circuits intégrés rapides MECL de la série des 10000 (2 à 4 ns de temps de propagation par porte).

Le rôle le plus évidentde cette unité consiste à envoyer sur chaque carte de mémoires (cartes M, figure 1), un signal en coincidence avec celui provenant des chambres à fils. Dans la pratique, cette carte est dotée d'une sortie déclenchement Di par plan de fils (i), ce signal étant à l'intérieur du processeur périphérique(i) (PP, figure 1), distribué aux 16 cartes de mémorisation M et dans chacune d'elles aux 16 voies qui les constituent. Le retard et la largeur de chaque sortie Di, réglables par potentiomètres, sont effectués à l'aide de deux monostables MECL 10198 placés en cascade.

Le temps de passage intrinséque dans cette carte d'un signal provenant des hodoscopes est de l'ordre de 40 ns, laissant suffisamment de latitude pour le réglage de la coincidence avec les signaux de chambres à fils.

Remarque : Les signaux qui sortent et entrent dans cette carte sont en logique NIM ; chacun d'eux subit une adaptation MECL/NIM (NIM/MECL) à sa sortie (son entrée).

## II - PRESELECTION

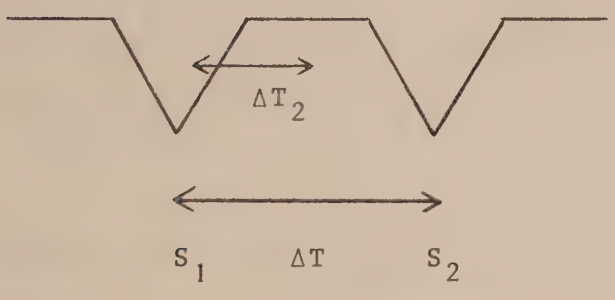
Nous avons défini un critère "mauvais évènement"

ME correspondant au passage de deux ou plusieurs particules à l'intérieur d'un temps $\Delta T_2$. Ce temps $\Delta T_2$ est simplement le "jitter" des chambres à fils, soit typiquement de l'ordre de 50 ns. Nous voulons avec ce critère éliminer des évènements complexes et inutilisables, dont le rejet par le micro-ordinateur serait plus long. Pour que les câbles de transmission entre l'amplification et les cartes M ne soient pas trop longs, nous avons adopté le principe suivant de fonctionnement du critère ME :

- les sorties Di ou sorties rapides mémorisent l'évènement, dans les mémoires M.
- si le critère ME est vérifié, les mémoires M sont remises à zéro ; l'évènement suivant pourra alors être mémorisé..

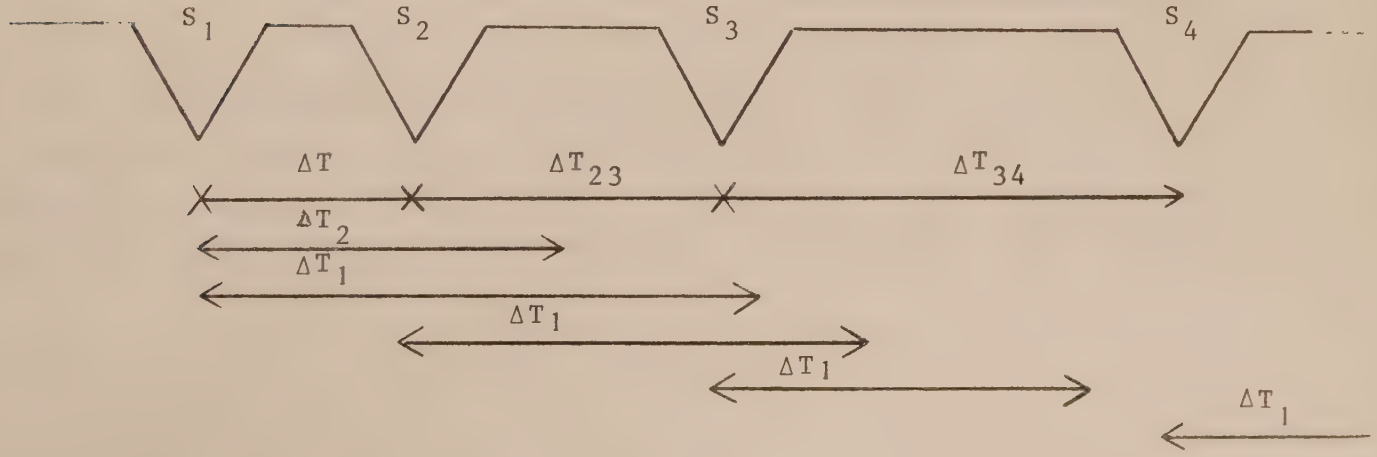
Pour en détailler le mécanisme, prenons un exemple :

- a - Deux particules sont espacées par un intervalle de temps $\Delta T > \Delta T_2$




Le signal $S_1$ (1ère particule) mémorise l'évènement et après le temps $T_2$, l'unité envoie une validation V. Ce signal bloque tous les sorties Di, empêchant $S_2$ et tout déclenchement ultérieur d'effectuer une mémorisation. l'évènement est "bon".

- b - Envisageons cette fois-ci la configuration $\Delta T < \Delta T_2$ pour $S_1$ et $S_2$



Le signal $S_1$ mémorise l'évènement dans les mémoires M et $\Delta T_2$ après, l'unité envoie une remise à zéro (raz rapide RR) des cartes M. L'évènement est "mauvais".

Pour le déclenchement suivant $S_3$, nous introduisons un temps d'attente déclenché par $S_2$, lié à une base $\Delta T_1 = \Delta T_2$ + temps mort électronique ; ce temps mort qui correspond à celui des ampli-discriminateurs (figure 1), est de l'ordre de 150 ns. Pendant cet intervalle de temps $\Delta T_1$, aucun signal ne peut donner lieu à une sortie D ; nous éliminons ainsi des évènements ayant un ou plusieurs plans manquants. Sur notre exemple, $S_3$ n'ira donc pas mémoriser l'évènement. Ce temps d'attente sera redéclenché au signal $S_3$ mais $S_4$ pourra mémoriser l'évènement car $T_{34} > \Delta T_1$.

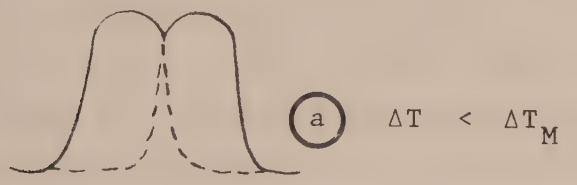
Nous indiquons sur la figure 2, le schéma logique de ce que nous venons de décrire. En pratique, les temps $\Delta T_1$ et $\Delta T_2$ ont été réalisés à l'aide de monostables MECL 10198 (§1), dont la possibilité de fonctionnement en mode redéclenchable est indispensable pour $\Delta T_1$ ; pour le temps $\Delta T_2$, ce monostable est utilisé comme une ligne à retard.

Le temps mort $\Delta T_M$ de cette unité de déclenchement est de l'ordre de 5 ns, ceci signifie que pour deux signaux tels que $\Delta T < T_M$, le critère $\Delta T_2$ ne fonctionnera pas, laissant donc un évènement multi-traces dans les cartes M.

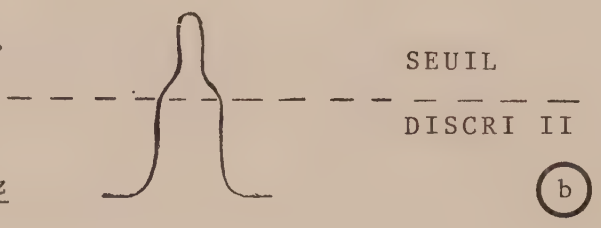
Sur la figure 2, nous avons indiqué une entrée anti-signal AS, qui permet uniquement d'appliquer les critères $\Delta T_1$ et $\Delta T_2$ sans donner lieu à une sortie D. L'origine de ce signal AS dépend des hodoscopes et vetos utilisés dans le système de déclenchement. Pour conclure ce paragraphe, nous indiquons l'utilisation de cette entrée AS dans notre expérience.

Sur la figure 3, nous avons représenté l'hodoscope utilisé et sur la figure suivante (4), le montage électronique fabriquant les signaux S et AS qui entrent dans l'unité. La structure en "doigts" de l'hodoscope va permettre l'élimination de multi-particules compri-

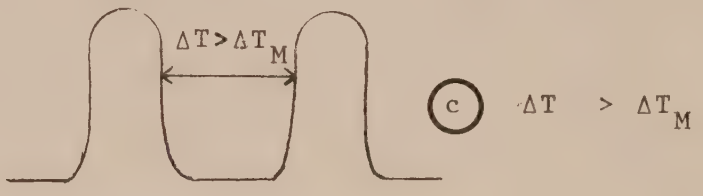
ses dans un intervalle de temps $\Delta T < \Delta T_M$, où $\Delta T_M$ est, comme nous venons de le définir le pouvoir de séparation temporel du critère $\Delta T_2$. En effet dans le cas "a" où les deux particules sont passées dans deux "doigts" différents, nous aurons à la sortie de l'additionneur $\Sigma$ (figure 4), le signal indiqué sur la figure "b".




Ainsi, à la sortie du discri II, un anti-signal aura été fabriqué. Un retard $\Delta R$ lui est imposé par rapport au signal de façon que $\Delta T_M < \Delta R < \Delta T_2$, créant ainsi une raz rapide.




Dans le cas "c", les signaux ne seront pas additionnés et chaque signal passera en dessous du seuil du discri II, nous n'aurons pas d'anti-signal.



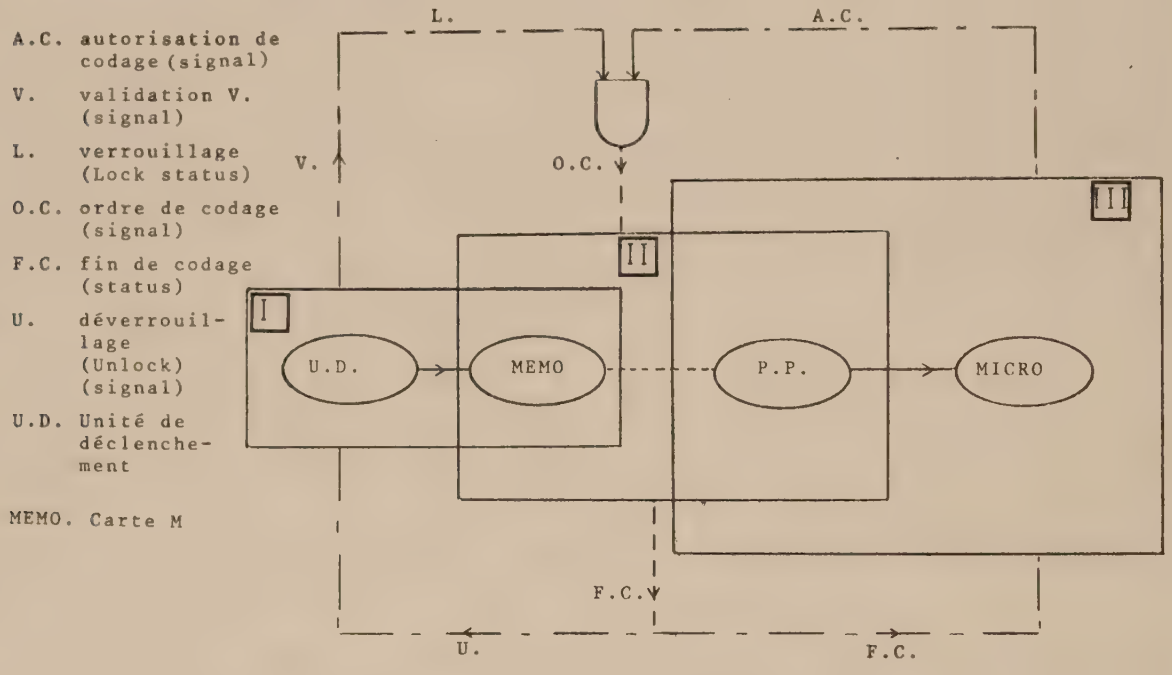

Remarque I : Le signal H (figure 4), provenant du halo, n'entre pas dans la définition d'un évènement, c'est-à-dire qu'il ne donne jamais lieu à une sortie D. Cet hodoscope sert à rejeter tout évènement fortuit qui accompagne le faisceau.

Remarque II : A l'entrée de l'additionneur, les signaux des hodoscopes sont élargis de 5 ns à 12 ns, de façon que $\Sigma$ crée un AS sur une plage de temps $\Delta T$ qui recouvre $\Delta T_M$.

## III - SYNCHRONISME

L'unité de déclenchement assure aussi la synchronisation des divers signaux de la chaîne d'acquisition. Nous expliquons ici, le mode de fonctionnement et la nomenclature de ces signaux.

L'architecture de la chaîne en deux étages de mémorisation permet le travail en parallèle (mode asynchrone) de deux ensembles I et III.




Quand III traite l'évènement "n", I prépare l'évènement "n+1". Le temps de travail dépendra du flux moyen pour I et de la complexité du programme de traitement de l'évènement pour III. Dès que l'un ou l'autre de ces ensembles a fini son travail, il envoie un signal, mémorisé sous forme de status (L pour I, A.C. pour III). La présence simultanée de ces deux status crée l'ordre de codage (O.C.) (I et III sont synchronisés) qui déclenche le codage des P.P. (ensemble II). Quand tous les PP ont fini de lire les cartes M, un status Fin de codage(F.C) est envoyé (c'est le "ET" des F.C. de chaque PP). Ce status est testé directement par le micro-ordinateur, tandis qu'il est utilisé pour créer un signal de déverrouillage (unlock = U), sur l'unité. Ainsi les

ensembles I et III reprennent leur travail.

Sur la figure 2, nous avons représenté le schéma logique de cette partie de l'unité de déclenchement.

Pour conclure ce chapitre, nous donnons sur la figure 5 le récapitulatif des divers signaux qui sortent ou entrent dans cette unité ainsi que la transformation interne des signaux AC et V en OE.

Remarque : L'entrée de déverrouillage externe (UE) indiquée sur les figures 2 et 5, joue le même rôle que l'entrée U ; cette possibilité de déverrouillage externe est utilisée seulement au premier évènement pour initialiser l'unité qui peut se trouver soit verrouillée, soit déverrouillée.

## figures et légendes

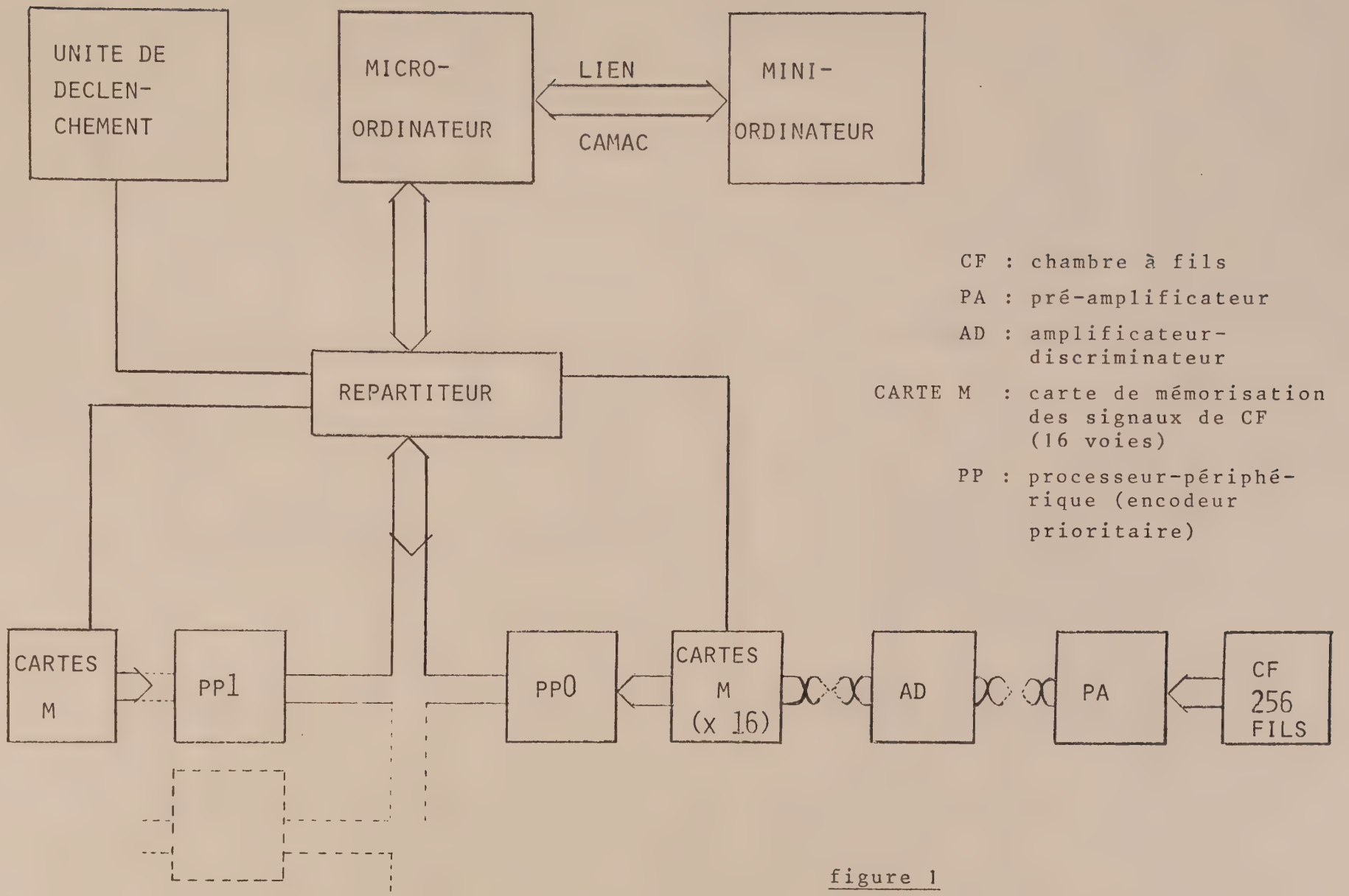
figure 1 : Schéma général du système d'acquisition, comprenant : le système de lecture des chambres à fils (PA → PP), l'unité de déclenchement, le micro-ordinateur et le mini-ordinateur. Un processeur périphérique (PP) correspond à 16 cartes M, soit un plan de chambre de 256 fils. Les câbles de transmission jusqu'aux cartes M servent de ligne à retard.

figure 2 : Schéma de fonctionnement du critère "mauvais évènement" et du synchronisme des élèments de la chaîne.

figure 3 : Configuration de l'hodoscope utilisé dans l'expérience S157.

figure 4 : Montage utilisé pour fabriquer les entrées S et AS (voir texte) de l'unité de déclenchement.

figure 5 : Schéma de la face avant de l'unité de déclenchement.




CF : chambre à fils

PA : pré-amplificateur

AD : amplificateur-discriminateur

CARTE M : carte de mémorisation des signaux de CF (16 voies)

PP : processeur-périphérique (encodeur prioritaire)

figure 1

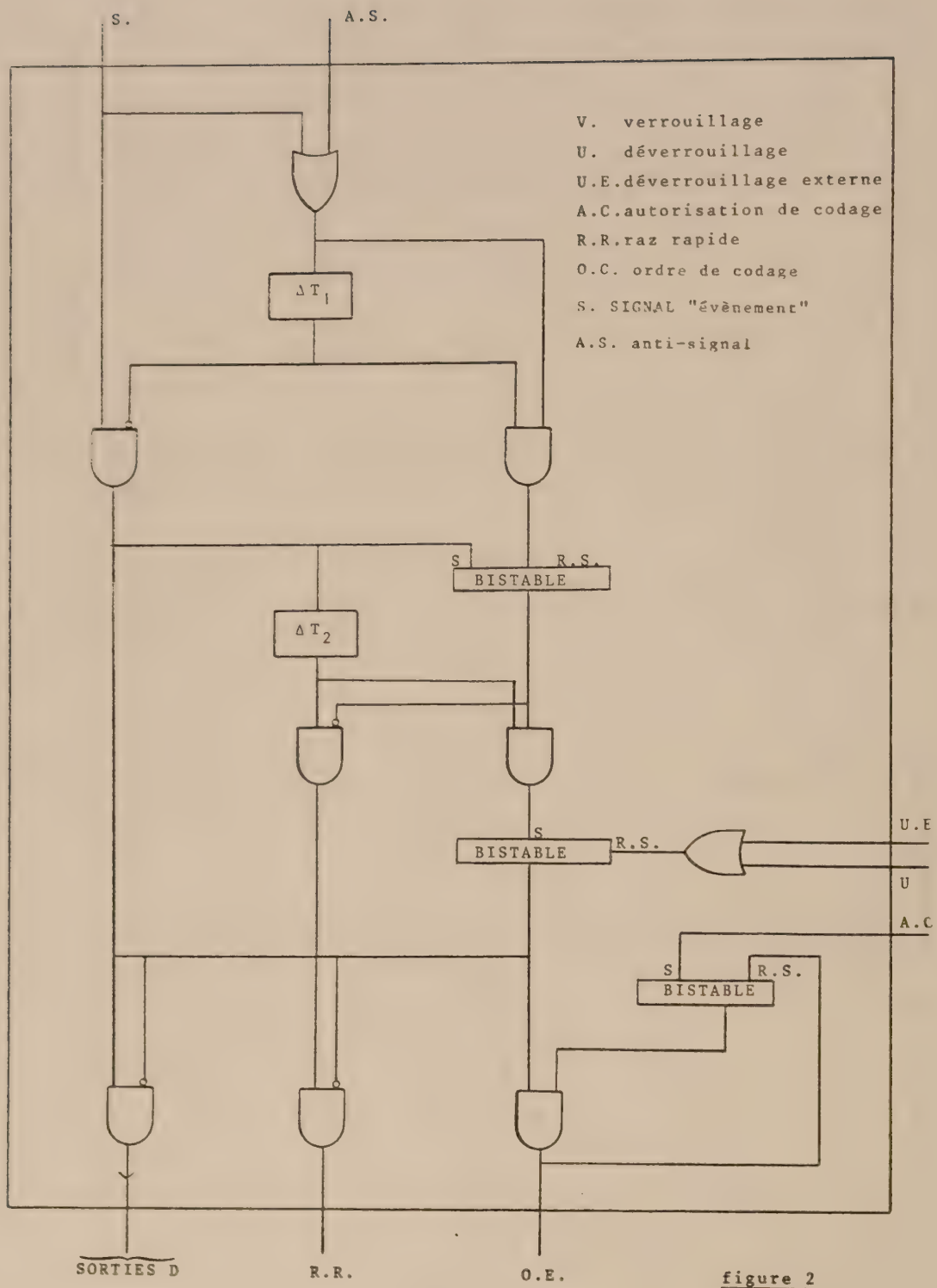

S.
A.S.
V. verrouillage
U. déverrouillage
U.E.déverrouillage externe
A.C.autorisation de codage
R.R.raz rapide
O.C. ordre de codage
S. SIGNAL "évènement"
A.S. anti-signal
ΔT1
S
R.S.
BISTABLE
ΔT2
S
BISTABLE
R.S.
U.E
U
A.C
S
R.S.
BISTABLE
SORTIES D
R.R.
O.E.

figure 2

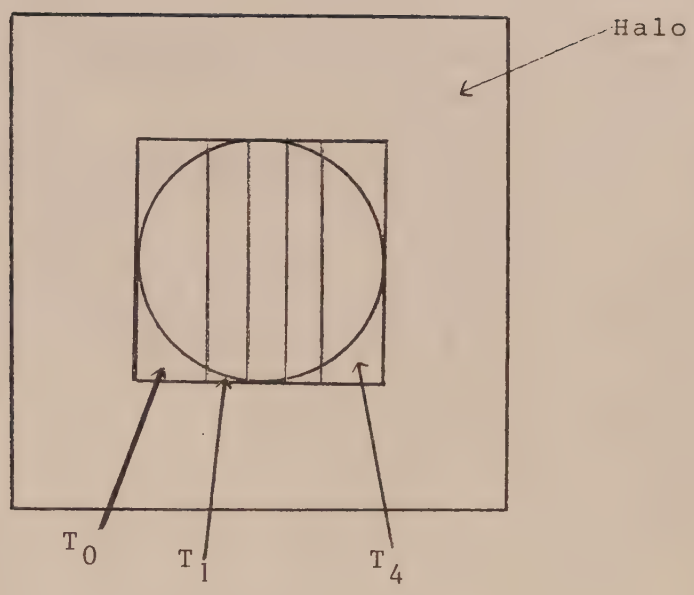



figure 3

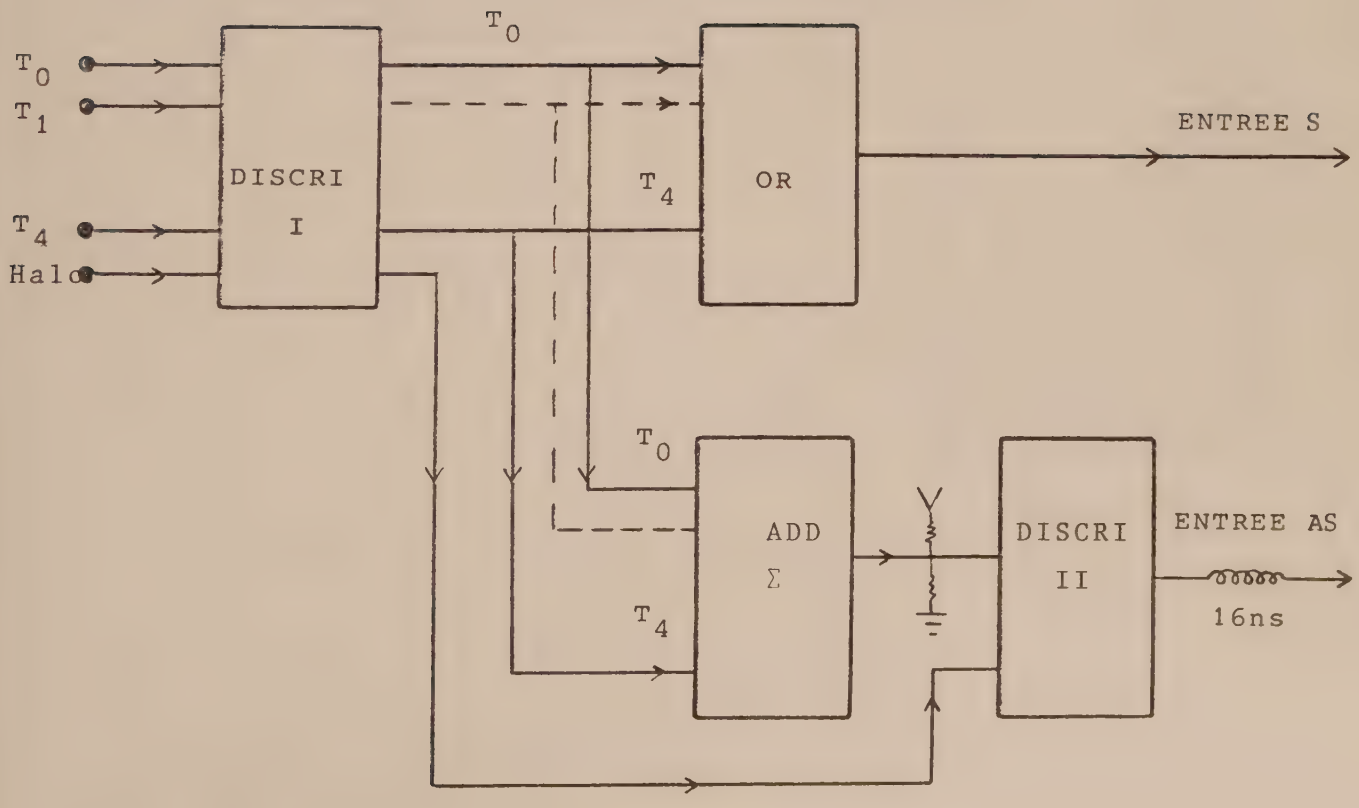
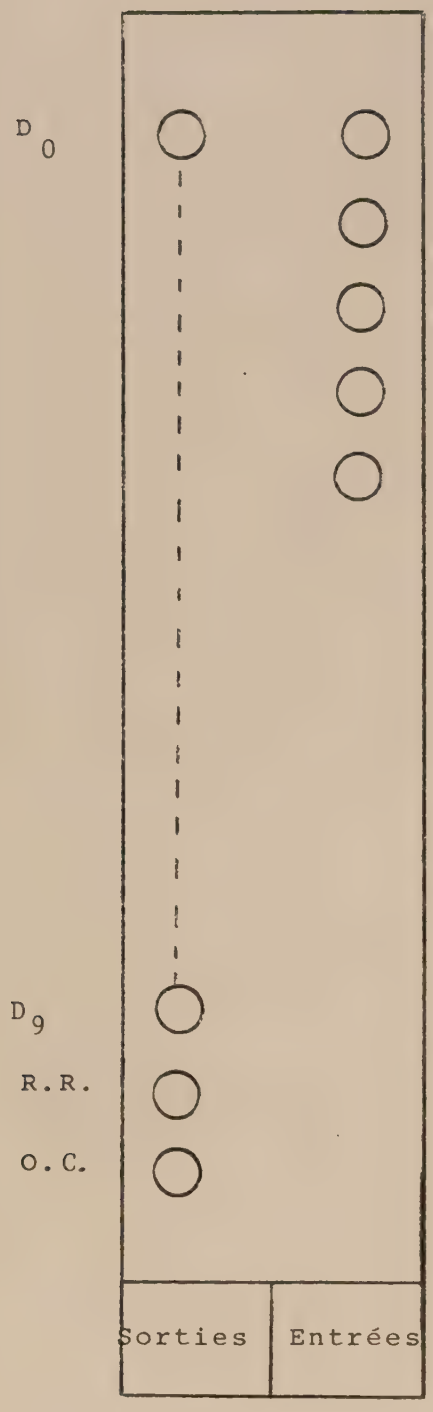



figure 4




FACE AVANT

Déverrouillage U.

Déverrouillage externe (U.E.)

Signal S. (hodoscope)

Anti-signal A.S.

A.C.

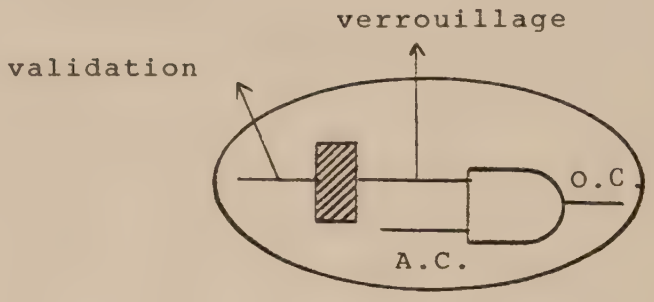



figure 5

ANNEXE III

# SYSTEME DE LECTURE RAPIDE

*Résumé* :

*Nous décrivons successivement les encodeurs prioritaires (ou processus périphériques), le bus d'accès rapide, ainsi que les instructions du µ 77 nécessaires à la lecture des numéros de fils.*

## INTRODUCTION

Nous décrivons dans ce rapport, le système de lecture rapide de chambres à fils, utilisé dans l'expérience de mesure de section efficace totale $\pi^- p$ (C.E.R.N. S157) à haute statistique (200K $e^{vts}$ traités/seconde). Sur la figure 1 nous avons représenté l'ensemble de la chaîne d'acquisition de données, des pré-amplificateurs au mini-ordinateur. Les éléments qui définissent le système de lecture rapide sont les suivants :

- les encodeurs prioritaires (ou processeur périphérique PP) ; chaque encodeur est associé à un plan de chambre de 256 fils. Après codage de l'information de ces plans de fils (mémorisée dans les cartes M), le PP range les numéros de fils dans des mémoires internes.

- le bus d'accès rapide sur lequel sont véhiculés les données, lors de la lecture de ces mémoires PP par le microordinateur.

Dans le paragraphe I, nous décrivons les caractéristiques de l'encodeur prioritaire. Après avoir défini (§ II) le principe de lecture rapide des mémoires PP par le microordinateur, nous décrivons au paragraphe III le bus d'accès rapide. Au dernier paragraphe, nous explicitons les micro-instructions utilisées pour le transfert, sur ce bus, des données contenues dans ces mémoires PP.

## I - LE PROCESSEUR PERIPHERIQUE

Le processeur périphérique est un encodeur prioritaire, possédant 16 mémoires internes de 8 bits. Il est,construit à partir de circuits MECL rapides de la série des 10000.

Physiquement, une carte PP se place au fond de chaque chassis regroupant les 16 cartes de mémoires M. L'accès à l'information contenue dans ces dernières se fait par l'intermédiaire d'un bus de données interne. Quand une carte M est complètement lue, le PP envoie une remise à zéro des mémoires de cette carte. Pour chaque mot chargé dans ses mémoires, le PP incrémente un compteur N' utilisé lors de la lecture par le µ ( § III)

Le temps de codage par fil touché est de 60 ns. Soulignons que ce temps comprend la séquence de tâches suivantes :

- lecture de la mémoire M
- codage de l'information
- chargement dans la mémoire interne du PP avec incrémentation de N'.

Ainsi, pour une particule ayant laissé une seule trace par plan de fils, les différents PP travaillant en parallèle, l'information complète est obtenue en 60 ns.

## II - PRINCIPE DE LA LECTURE RAPIDE

Pour minimiser le temps de lecture, nous avons

voulu qu'un numéro de fil soit accessible au µ en une instruction* ($\sim$ 165 ns). En ce sens, les encodeurs prioritaires sont considérés comme des processeurs périphériques au µ-ordinateur. Ainsi, lors d'un transfert, les mémoires des PP seront "vues" par le µ comme des registres internes tels que l'ALU, le multiplieur...

Cette lecture rapide est basée sur les deux ingrédients suivants :

- lecture séquentielle des PP, numérotés de 0 à 9, et lecture séquentielle des numéros de fils dans chaque PP.

- parallélisme des tâches, c'est-à-dire qu'une instruction du µ peut déclencher plusieurs opérations.

Nous avons représenté sur la figure 2, le principe de cette lecture séquentielle. A partir d'un point (i,j), deux chemins sont seulement possibles.

C1 - lire sur le PPi, le fil j+1 (lignes horizontales)

C2 - lire sur le PP i+1, le fil 1 (lignes verticales ou obliques).

Pour chacun de ces deux types de chemins, nous avons associé une instruction de transfert de µ. L'instruction utilisée pour transférer le point (i,j) servira, en même temps, à préparer la lecture du point suivant ((i,j+1) ou (i+1, 1)). (parallélisme des tâches). C'est le fait de choisir une lecture séquentielle qui permet l'utilisation de multi-tâches dans ces instructions de transfert.

---

* voir remarque III en fin de chapître.

Avant d'expliciter le processus de cette lecture rapide, nous allons indiquer les divers signaux utilisés dans le dialogue $\mu \leftrightarrow$ PP qui passent sur le bus d'accès rapide.

## III - BUS D'ACCES RAPIDE

La liaison entre les PP et le $\mu$ s'effectue à travers :

- des câbles PP $\leftrightarrow$ répartiteur
- la carte répartiteur (R, figure 1)
- un câble répartiteur $\leftrightarrow \mu$

Les lignes qui définissent le bus d'accès rapide sont les suivantes :

- 8 lignes pour les numéros de fil (1 ligne/bit) qui arrivent dans un registre P interne au $\mu$ .
- une ligne d'adressage par PP (soit 10 au total). Ces lignes sont multiplexées à partir d'un compteur de numéro de PP interne au $\mu$ .

Ce compteur peut être remis à zéro (RZP, on se positionne alors sur PP0) soit incrémenté $i \rightarrow i+1$ (chemin C2 § II).

- une ligne d'incrémentation de compteurs N situés dans les PP (Inc. N : 1 compteur PP) et une autre de remise à zéro de ces compteurs N (RZN). La comparaison de ce compteur N (incrémenté par le $\mu$ lors de la lecture, chemin C1, § II) avec le compteur N' (§ I) permet de savoir si le PP adressé est vide (N = N').

- cette information PP vide circule sur le bus et arrive sous forme de status dans le μ . (voir remarque II).

- une ligne de codage fini (status).

- une ligne de raz générale (RZG) qui permet d'envoyer à partir du μ, une remise à zéro de toutes les mémoires M et d'arrêter le codage des PP.

## IV - LES ORDRES DE LECTURE

Dans ce paragraphe, nous exposons la séquence des instructions-clé* utiles au codage et à la lecture des évènements et expliquons le fonctionnement des instructions de transfert définies au § II.

### ① G AC RZN (RZP)

Le μ envoie une autorisation de codage (référence 2). Une raz N (RZN) est effectuée sur tous les PP (ainsi que la raz du numéro PP si la lecture de l'évènement commence au PP0, RZP).

### ② JNC *

Le μ attend à l'adresse courante que le codage soit fini (remarque 2 page 8).

### ③ TQα ou TPα

Quand la fin du codage est obtenue, on peut alors

* Nous employons leur représentation dans le langage assembleur

effectuer l'un des deux transferts indiqués qui correspondent respectivement aux chemins C1 et C2 (§ II). α représente le registre récepteur.

Quand tous les PP ont fini de coder, le premier fil du PP adressé (PP0 si RZP) est envoyé sur le bus d'accès rapide et chargé, au début de chaque cycle du μ , dans un registre interne à ce dernier. (registre P). Ainsi les transferts indiqués en ③ ne signifient pas :

- transfert mémoire PP→α

mais

- transfert registre P→α

En effet, le transfert PP→α n'aurait pas le temps de s'effectuer en une micro-instruction (voir ci-dessous). L'utilisation du registre P ramène ainsi le problème de la lecture de ces mémoires PP à un simple transfert entre registres internes réalisables en une micro-instruction.

Pendant que le μ effectue les transferts ③ , la lecture du prochain mot se prépare en parallèle de la façon suivante :

a) TQα

- le μ envoie un ordre Inc. N au PP adressé (μ → PP).
- celui-ci lui envoie, en réponse, à l'entrée du registre P le mot suivant* (PP→ μ).

b) TPα

- le μ incrémente son compteur numéro de PP et la ligne correspondante sur le bus d'accès "s'allume" ; une RZN est envoyée sur le PP nouvellement adressé (μ → PP).

---

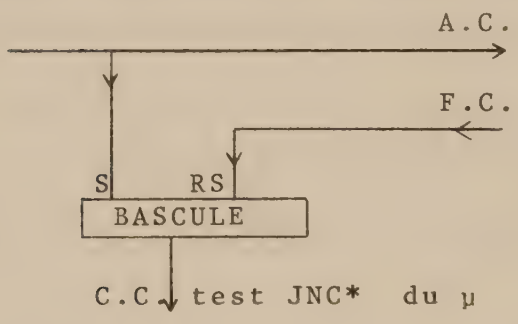
* si N = N', la ligne PP vide est déclenchée ; le mot qui est envoyé n'a alors aucun sens.

Nous avons schématisé ces différentes étapes du transfert sur la figure 3.

Après l'instruction ③ on pourra alors effectuer un autre transfert du même type ou tester le status PP vide selon les besoins.

Remarque 1 : Pour être prêt à l'instruction suivante, il est impératif que le dialogue µ→PP→µ soit effectué avant la fin du transfert en cours. Ceci impose une contrainte sur la longueur du bus d'accès et la disposition spatiale des élèments de la chaîne.

Remarque 2 : Le status "codage fini", testé par le micro est est désactivé par l'A.C., et réactivé par l'arrivée du signal "codage fini" sur le bus d'accès rapide, indiquant que tous les PP ont fini de coder les fils.




A.C. autorisation de codage

F.C. fin de codage

C.C. codage en cours

* Ce sera toujours le cas à cause des temps de propagation de l'AC puis de l'O.C.

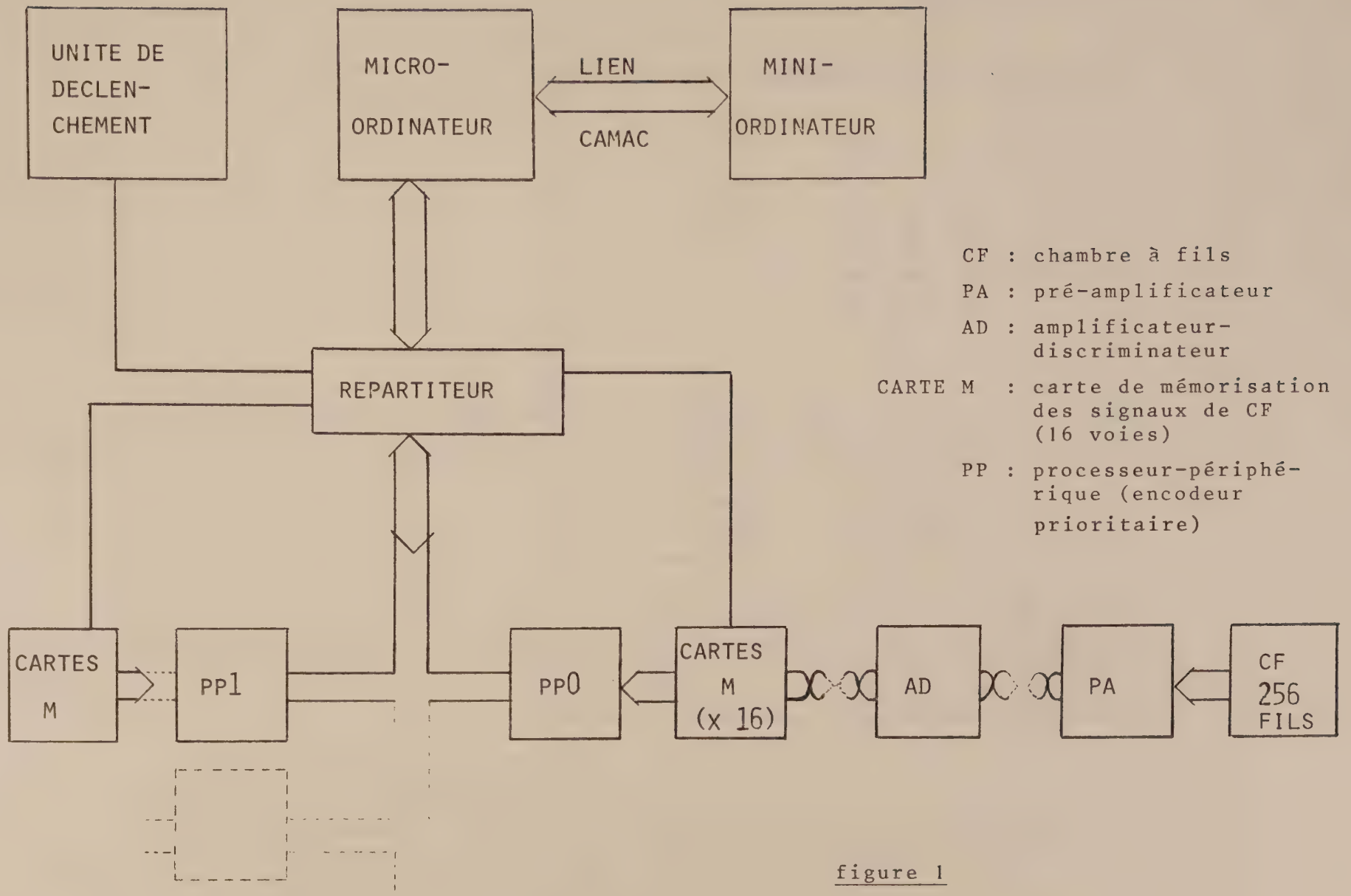
Remarque 3 : En fait, le fil placé en (i,j), figure 2, n'est accessible qu'en (i+j) instructions. Cependant, dans les applications, on s'intéresse rarement à un numéro de fil isolé, mais plutôt à une combinaison de numéros de fils ; c'est en ce sens où nous pouvons dire qu'un numéro de fil est effectivement accessible en 165 ns.

## figures et légendes

figure 1 : schéma général du système d'acquisition, comprenant : le système de lecture des chambres à fils (P.A.→ PP), l'unité de déclenchement, le micro-ordinateur et le mini-ordinateur.

figure 2 : visualisation de la lecture séquentielle des numéros de fils.

figure 3 : le temps de cycle de l'horloge du micro-ordinateur est schématisé en ⓐ. En ⓑ, nous avons représenté l'instruction de transfert du μ. Le schéma ⓒ (ⓓ) représente le déroulement en parallèle sur le bus rapide de l'instruction TQα (TP α).




CF : chambre à fils

PA : pré-amplificateur

AD : amplificateur-discriminateur

CARTE M : carte de mémorisation des signaux de CF (16 voies)

PP : processeur-périphérique (encodeur prioritaire)

figure 1

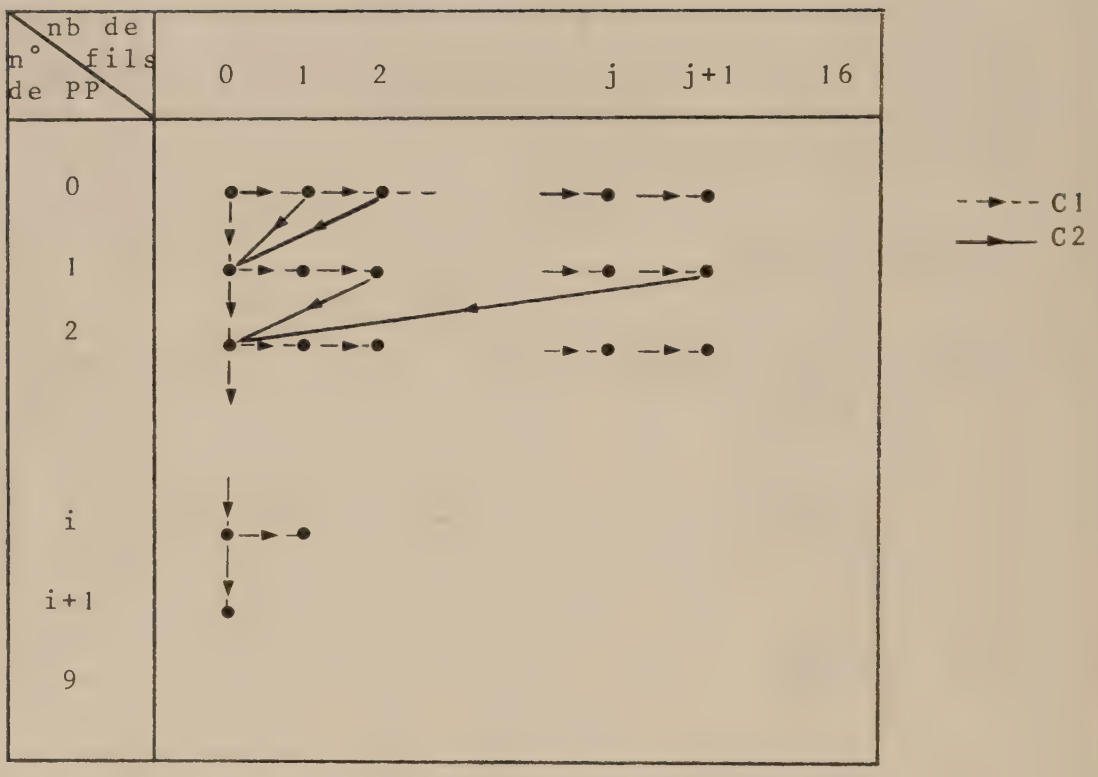



figure 2

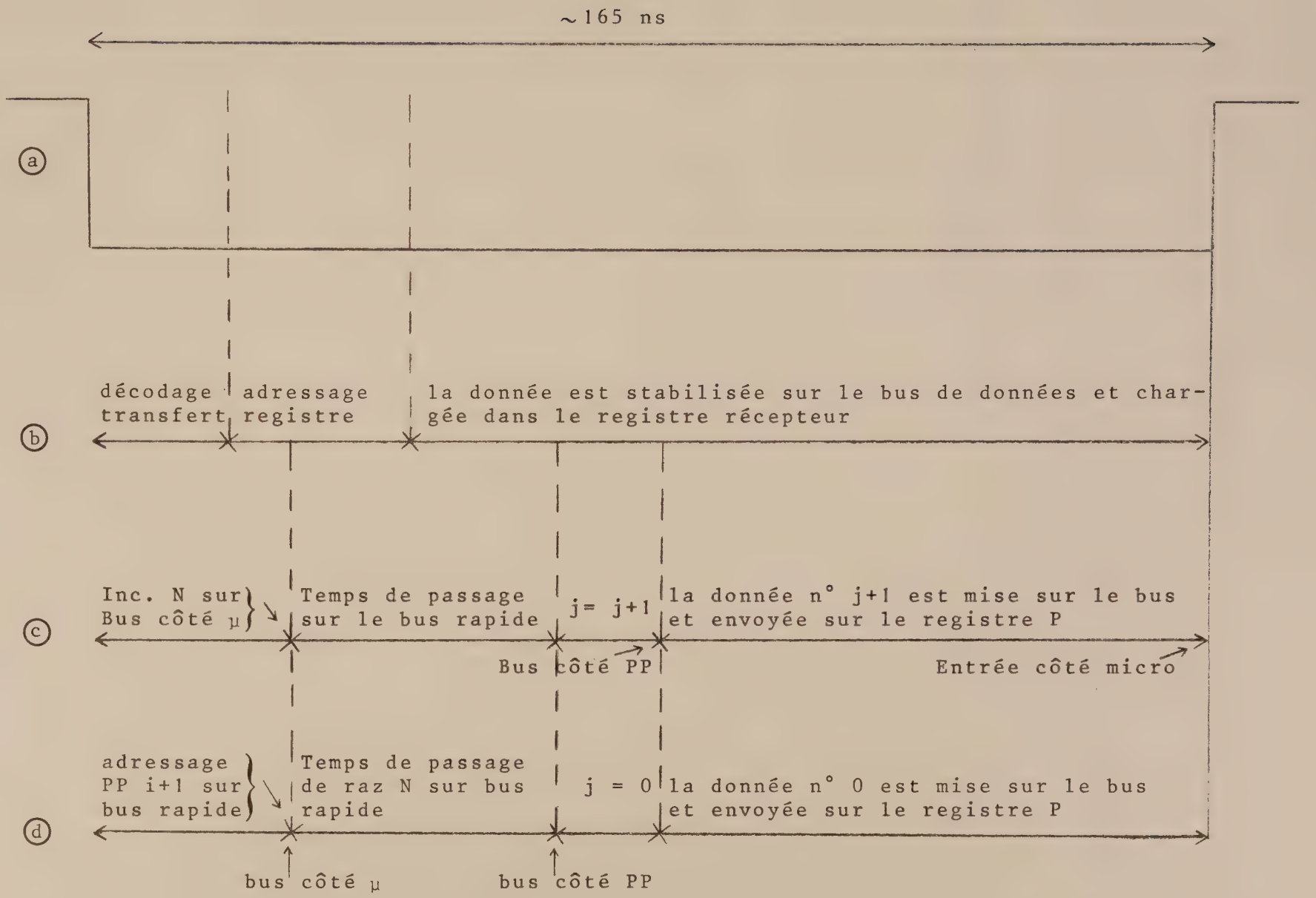

~165 ns
a
b
décodage transfert
adressage registre
la donnée est stabilisée sur le bus de données et chargée dans le registre récepteur
c
Inc. N sur Bus côté µ
Temps de passage sur le bus rapide
j= j+1
la donnée n° j+1 est mise sur le bus et envoyée sur le registre P
Bus côté PP
Entrée côté micro
d
adressage PP i+1 sur bus rapide
Temps de passage de raz N sur bus rapide
j = 0
la donnée n° 0 est mise sur le bus et envoyée sur le registre P
bus côté µ
bus côté PP

figure 3

## REFERENCES

1 - K. de Kerday - Langage d'assemblage pour le micro-ordinateur MICRO 77 - L.P.N.H.E./X 1978 - publication interne.

2 - Unité de déclenchement (annexe II).